

2019 年度 学位論文（修士）

CFD による火星探査航空機試験機の
空力特性と引き起こし飛行経路最適設計

2020 年 2 月 19 日

首都大学東京大学院

システムデザイン研究科 システムデザイン専攻

航空宇宙システム工学域 博士前期課程

18863630 橘高 洋人

指導教員 金崎 雅博

目次

記号の説明.....	1
第 1 章 序論.....	3
1. 1 航空機による火星探査.....	3
1. 2 高高度大気球試験.....	4
1. 2. 1 MABE-1 の概要.....	4
1. 2. 2 MABE-1 の改良 ～ MABE-2 の設計.....	5
1. 3 研究目的.....	7
第 2 章 数値流体力学計算.....	8
2. 1 計算対象.....	8
2. 2 計算条件.....	10
2. 3 支配方程式に対する数値解法.....	13
2. 3. 1 静的空力計算手法.....	13
2. 3. 2 動的空力計算手法.....	13
2. 4 計算格子.....	15
2. 5 運動モードの近似式.....	17
2. 6 計算結果.....	19
2. 6. 1 風洞試験との比較.....	19
2. 6. 2 巡航時空力特性.....	21
2. 6. 3 縦運動による動的空力特性.....	30
2. 6. 4 横運動による動的空力特性.....	35
2. 6. 5 運動モードの評価.....	39
第 3 章 空力—飛行力学連成計算.....	42
3. 1 連成計算手法.....	42
3. 2 空力データベースの構築.....	42

3.3 連成計算条件	43
3.4 計算結果.....	44
3.4.1 適正な時間刻み幅の調査	44
3.4.2 動的空力を考慮したことによる運動への影響	46
3.4.3 MABE-1 飛行試験との比較.....	48
第4章 飛行経路最適設計.....	51
4.1 最適化手法	51
4.2 問題設定.....	52
4.3 最適化結果	52
4.3.1 最大荷重倍数最小化と引き起こし時間最小化の2目的最適化.....	52
4.3.2 最大荷重倍数最小化と最大迎角最小化の2目的最適化.....	57
第5章 結論.....	60
謝辞.....	62
参考文献	63
Appendix.....	68
A. 数値計算手法	68
A.1 三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式	68
A.2 SST-2003 乱流モデル.....	71
A.3 Menter γ - $Re_{\theta t}$ 乱流遷移モデル.....	72
A.4 Kriging 法	74

記号の説明

記号	単位	説明
Re	[-]	レイノルズ数
ρ	[kg/m ³]	大気密度
U	[m/s]	主流速度
L	[m]	代表長
μ	[Pa·s]	粘性係数
a	[m/s]	音速
M	[-]	マッハ数
ζ	[-]	減衰比
ω	[rad/s]	角振動数
α	[°]	迎角
$\dot{\alpha}$	[rad/s]	迎角速度
β	[°]	横滑り角
p	[rad/s]	機体座標 x 軸回りの角速度 (ロール角速度)
q	[rad/s]	機体座標 y 軸回りの角速度 (ピッチ角速度)
r	[rad/s]	機体座標 z 軸回りの角速度 (ヨー角速度)
C_D	[-]	抗力係数
C_Y	[-]	横力係数
C_L	[-]	揚力係数
C_l	[-]	ローリングモーメント係数
C_m	[-]	ピッチングモーメント係数
C_n	[-]	ヨーイングモーメント係数
C_x	[-]	機体座標 x 軸方向の空力係数
C_z	[-]	機体座標 z 軸方向の空力係数
$C_{Y\beta}$	[1/rad]	横滑り角変化による横力の変化率
$C_{L\alpha}$	[1/rad]	揚力傾斜
$C_{m\alpha}$	[1/rad]	ピッチングモーメント傾斜
C_{Yp}	[1/rad]	ロール角速度による横力の微係数
C_{Yr}	[1/rad]	ヨー角速度による横力の微係数
C_{Lq}	[1/rad]	ピッチ角速度による揚力の微係数
C_{mq}	[1/rad]	ピッチ角速度によるピッチングモーメントの微係数
C_{lp}	[1/rad]	ロール角速度によるローリングモーメントの微係数
C_{lr}	[1/rad]	ヨー角速度によるローリングモーメントの微係数
C_{np}	[1/rad]	ロール角速度によるヨーイングモーメントの微係数

C_{nr}	[1/rad]	ヨー角速度によるヨーイングモーメントの微係数
$C_{L\dot{\alpha}}$	[1/rad]	迎角速度による揚力の微係数
$C_{m\dot{\alpha}}$	[1/rad]	迎角速度によるピッチングモーメントの微係数
C_{xu}	[-]	速度変化による機体軸座標 x 軸方向空力の微係数
Y_{β}	[m/s ²]	$C_{Y\beta}$ の有次元安定微係数
Y_p	[m/s]	C_{Yp} の有次元安定微係数
Y_r	[m/s]	C_{Yr} の有次元安定微係数
Z_{α}	[m/s ²]	$C_{L\alpha}$ の有次元安定微係数
Z_q	[m/s]	C_{Lq} の有次元安定微係数
M_{α}	[1/s ²]	$C_{m\alpha}$ の有次元安定微係数
M_q	[1/s]	C_{mq} の有次元安定微係数
$M_{\dot{\alpha}}$	[1/s]	$C_{m\dot{\alpha}}$ の有次元安定微係数
L_p	[1/s]	C_{lp} の有次元安定微係数
L_r	[1/s]	C_{lr} の有次元安定微係数
N_p	[1/s]	C_{np} の有次元安定微係数
N_r	[1/s]	C_{nr} の有次元安定微係数
X_u	[1/s]	C_{xu} の有次元安定微係数
m	[kg]	機体質量
g	[m/s ²]	重力加速度
c	[m]	主翼コード長
b	[m]	主翼スパン長
S	[m ²]	主翼面積
I_{xx}	[kg・m ²]	機体座標 x 軸回りの慣性モーメント
I_{yy}	[kg・m ²]	機体座標 y 軸回りの慣性モーメント
I_{zz}	[kg・m ²]	機体座標 z 軸回りの慣性モーメント
p	[rad/s]	機体座標 x 軸回りの角速度 (ロール角速度)
q	[rad/s]	機体座標 y 軸回りの角速度 (ピッチ角速度)
r	[rad/s]	機体座標 z 軸回りの角速度 (ヨー角速度)
δe	[°]	エレベータ舵角
t	[s]	時間
Δt	[s]	時間刻み幅
h	[m]	高度
θ	[°]	ピッチ角
γ	[°]	経路角

第1章 序論

1.1 航空機による火星探査

地球外生命存在の可能性や地質学的多様性から理学的価値が高い火星の探査は活発に行われてきた[1]。これまでは探査衛星[2]，着陸機[3]，自走機[4]がそのための主な探査手段であったが，探査範囲と観測精度の両立に限界がある。そのため，広範囲かつ高解像度の観測を達成する手段として航空機型の探査機が期待されている。実現に向けての課題として，地球に比べて重力は $1/3$ であるが，大気密度は $1/100$ しかないため，約 33 倍揚力を発生する翼が必要であることや，低密度低温な火星大気によって低レイノルズ数かつ高マッハ数な飛行環境となることが挙げられる[5]。また，構造重量を可能な限り抑えつつ，火星大気圏に突入するためのエントリーカプセルへの収納可能性を担保することも課題である[6]。

航空機型の火星探査機として，固定翼機では図 1-1 に示す，NASA のラングレー研究所により Aerial Regional-Scale Environmental Survey of Mars (ARES)[7]が研究開発された。ARES は，ハーフスケールモデルを用いた飛行試験が 2002 年に実施され，火星大気環境に近い高度約 32km から主翼，尾翼の展開動作まで含めた滑空飛行を行った。2004 年には $1/3$ スケールモデルを用いたカプセルからの放出試験や，フルスケールの試験機まで製作されたものの，当時 Mars Scout Program で競合していた Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN)[8]が採択されたことによって ARES は実現に至らなかった。回転翼機では National Aeronautics and Space Administration (NASA) のジェット推進研究所で開発された Mars Helicopter Scout (MHS) が Mars2020 ロバーの活動にあたって，事前の地表観測などを行う任務に就く予定である[9]。国内では Institute of Space and Astronautical Science / Japan Aerospace eXploration Agency (ISAS / JAXA) と大学などの研究者からなる火星探査航空機リサーチグループにより固定翼機型の研究が行われており，2020 年代の火星航空探査を目指している[10]。



図 1-1 ARES[7]

1.2 高高度大気球試験

1.2.1 MABE-1 の概要

ISAS/JAXA に設置されている火星探査航空機ワーキンググループにより、2016 年 6 月 12 日に JAXA の大気球を利用した第一回高高度飛行試験 (Mars Airplane Balloon Experiment One: MABE-1) が実施された[11]. 図 1-2 に示す MABE-1 飛行試験機は、主翼コード長 0.49m, スパン長約 2.4m, 機体長約 2.3m, 機体高さ約 0.4m であり、両翼と胴体尾部を折り畳んで内径約 1m のエントリーカプセル内への収納性を考慮しつつ、100km 程度の航続距離を実現できるように、空力、推進、構造等も考慮した複合領域設計で検討された[12]. 将来的に火星で飛行する機体にはプロペラを搭載することが予定されている[13]が、大気球試験では機体の空力データを取得することが目的であることから、プロペラは搭載せず滑空飛行のみを行った. 大気球で試験機を火星の低高度大気環境とよく似た高度約 36km まで上昇し、滑空飛行を行った. 一部データを取得出来なかった時間があるものの、機体の空力データを取得することに成功した[14].

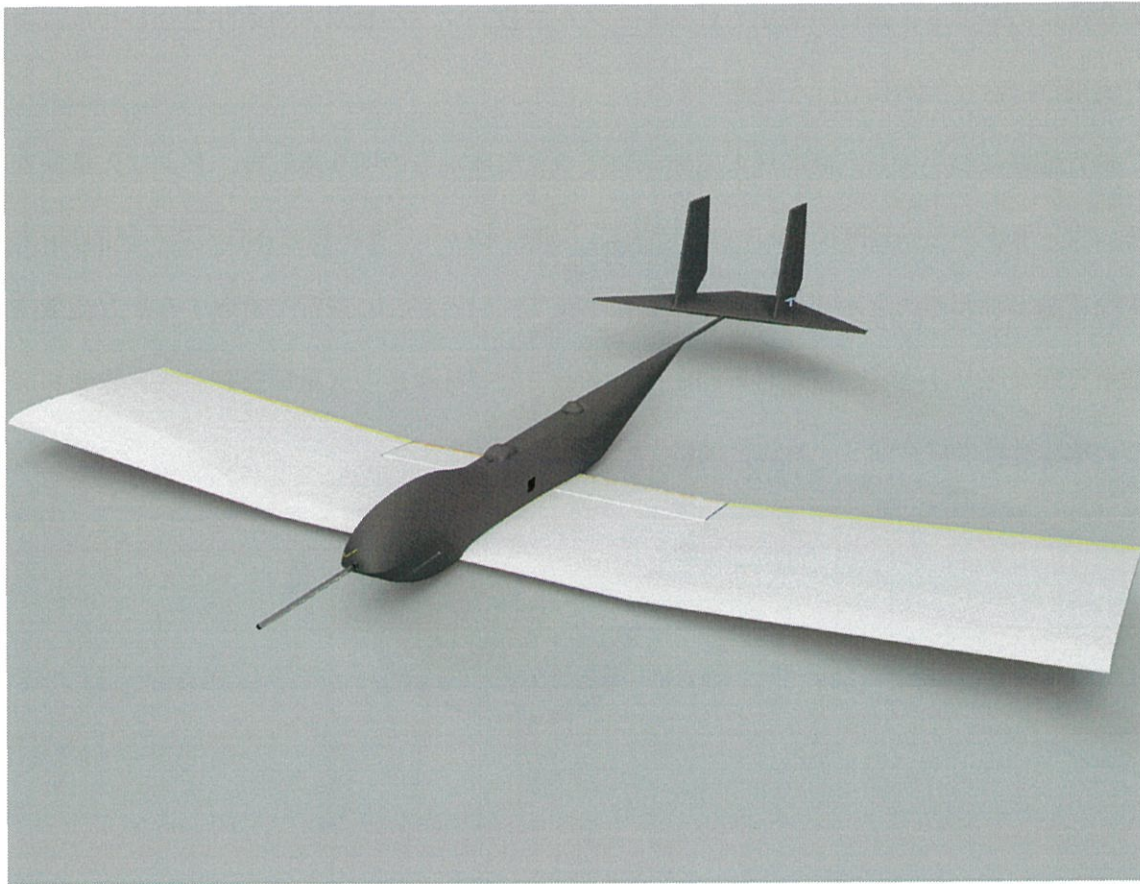


図 1-2 MABE-1 試験機の CAD モデル

1.2.2 MABE-1 の改良 ～ MABE-2 の設計

MABE-1 では一部区間での空力データ取得に成功したものの、飛行後半において制御困難に陥った[15]。原因として設計時に予想された動圧を超えたことなどによる機体の変形や、空力安定性の不足などが考えられており[16]、富澤らによって空力安定性の改善とテールビーム強度の確保[17]が、水上らによって主翼剛性の向上[18]などが図られ、第2回高高度大気球試験として図 1-3 に示す MABE-2 が再設計された。MABE-2 については、1/5 スケールの風洞模型を用いた風洞試験や Computational Fluid Dynamics (CFD) によって静的な空力特性は調査が進められている[17][19]ものの、基礎的な運動モードや姿勢角速度によって生じる空力など動的な空力特性の知見は十分ではない[20]。運動モードや動的な空力特性は飛行制御系の解析や設計に必須なものであるため、詳細な調査を行う必要がある。また、静的空

力特性についても、飛行が想定されるレイノルズ数、マッハ数双方の条件を合わせた、より実飛行に沿った調査も行う必要がある。

飛行経路についても、高高度大気球試験での大気球からの切り離し後、および火星探査時のカプセルからの分離後において引き起こし飛行を行うことが決定されており[6][11]、大きな荷重が加わることが想定される。したがって、引き起こし飛行で遭遇する最大荷重倍数を可能な限り小さくする飛行経路を探索することで、今後の火星探査航空機試験機および実機設計時の構造強度の制約を緩和する効果が期待できる。

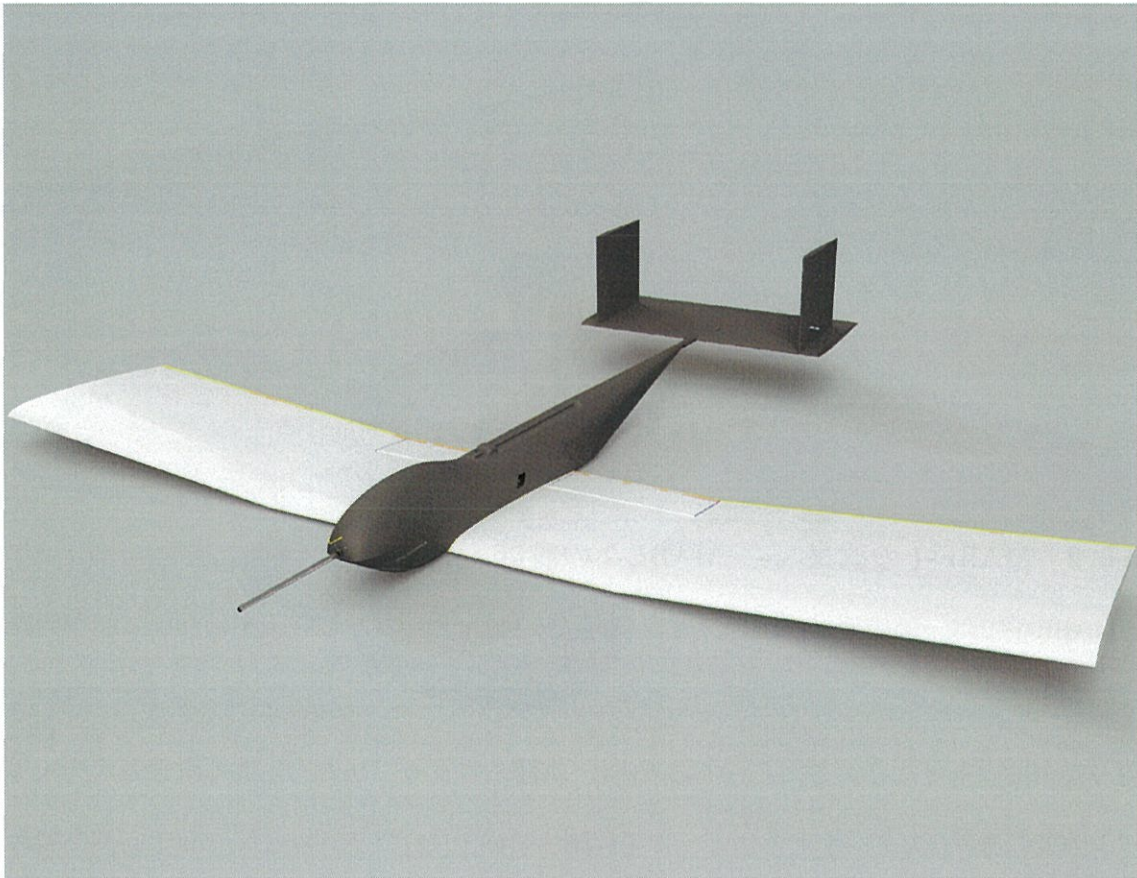


図 1-3 MABE-2 試験機の CAD モデル

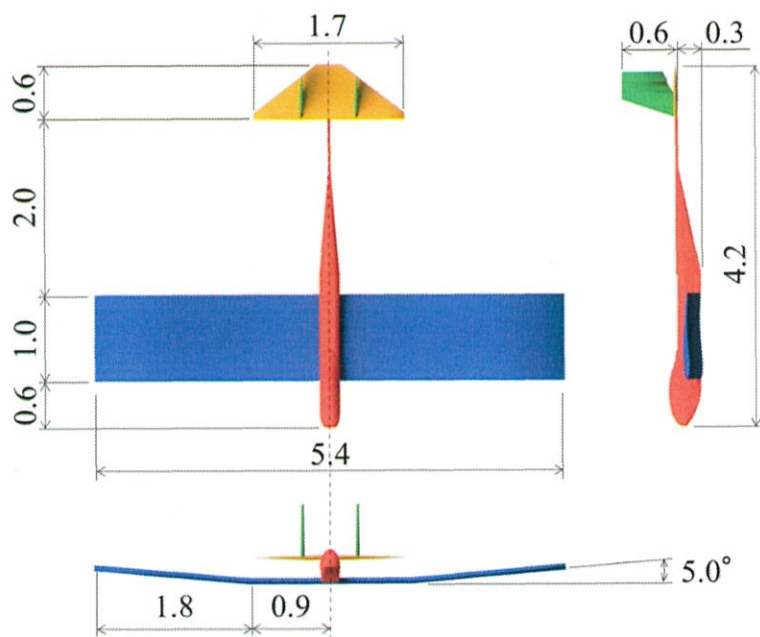
1.3 研究目的

本研究では、MABE-2 実施を念頭に、試験機の動的空力特性と巡航時空力特性の調査を行う。また、得られた空力特性を用いて空力－飛行力学連成計算を実施し、飛行経路の計算を行う。MABE-1 の飛行経路計算結果と、実際の飛行試験結果を比較することで、連成計算の妥当性を評価した後、MABE-1, 2 の引き起こし飛行で遭遇する最大荷重倍数が最小となる飛行経路を進化計算法により設計する。

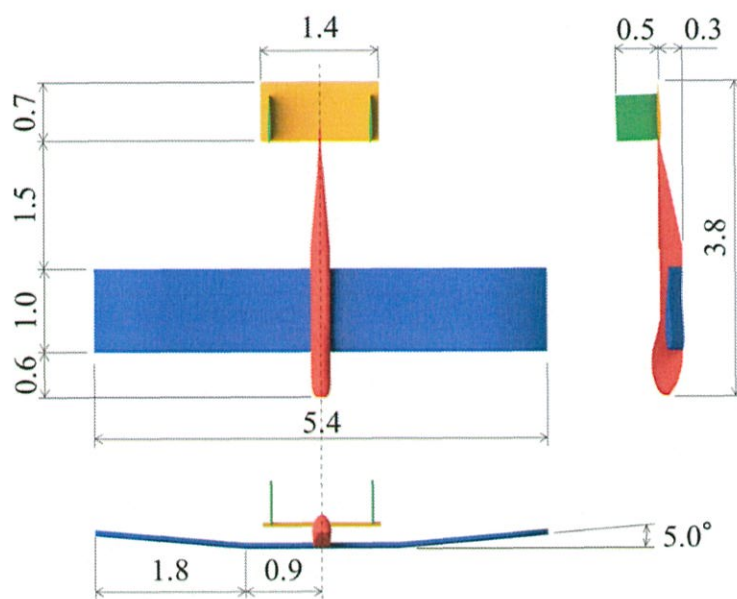
第2章 数値流体力学計算

2.1 計算対象

本研究では、再設計された MABE-2 に加えて、2016 年度に実際に飛行試験が行われた MABE-1 を計算対象とする。表 2-1 に MABE-1, 2 の機体諸元を、図 2-1(a), 図 2-1(b)にそれぞれの三面図を示す。実機ではピトー管やサーボアームなどのコンポーネントが機体表面から曝露しているが、CFD に用いる形状モデルでは省略する。主翼翼型には石井満氏によってハンドランチグライダー向けに設計され、火星環境で高性能であることが実証されている石井翼が用いられている[21][22]。水平尾翼、垂直尾翼の翼型は、MABE-1 には厚翼の NACA0009 が採用されていたが、低レイノルズ数領域では舵面付近で流れが剥離しやすく、舵効きに支障が生じる恐れがあるため、MABE-2 では薄翼の NACA0006 に変更されており、近藤らの研究によって舵効きが改善されたことが示されている[23]。水平尾翼の平面形についても、MABE-1 は翼弦長がスパン方向に不均一な逆デルタ形状であったため、翼端側では翼弦長が短くなることに伴い局所レイノルズ数が小さくなることで、局所的に流の剥離しやすさが異なり、エレベータの舵効きに支障をきたす可能性があった。そのため、MABE-2 では平面形を矩形とした[24]。重心位置は主翼空力平均翼弦に対して、MABE-1 は前縁から 30%の位置、MABE-2 は前縁から 36%の位置となっている。



(a) MABE-1



(b) MABE-2

図 2-1 機体三面図（寸法は主翼コード長 490mm で正規化している.）

表 2-1 MABE-1, 2 の機体諸元

		MABE-1	MABE-2
主翼	翼型	石井翼	石井翼
	平面形	矩形	矩形
	取り付け角	0.0°	0.0°
水平尾翼	平面形	逆デルタ	矩形
	容積比	0.4	0.5
	翼型	NACA0009	NACA0006
エレベータ	取り付け角	0°	-2°
	平面形	逆デルタ	矩形
	スパン長	450mm	695mm
垂直尾翼	平面形	台形	矩形
	容積比	0.3	0.3
	配置	水平尾翼中腹	水平尾翼翼端
ラダー	翼型	NACA0009	NACA0006
	平面形	台形	矩形
	スパン長	245mm	227mm

2.2 計算条件

本研究で行う計算条件は，風洞試験との比較と動的空力特性の調査で扱った条件，空力—飛行力学連成計算の空力データベース構築のために行った条件をそれぞれ設定した．レイノルズ数は主翼翼弦長を代表長として次式で求める．

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu} = \frac{\rho a ML}{\mu} \quad (2.1)$$

ガス定数は $R=287$ [J/(kgK)]，比熱比は $\gamma=1.4$ とし，分子粘性係数 μ は Sutherland の式から求

める.

$$\mu = \mu_{\text{ref_Suther}} \times \left(\frac{T_0}{T_{\text{ref_Suther}}} \right)^{1.5} \times \frac{T_{\text{ref_Suther}} + C_{\text{ref_Suther}}}{T + C_{\text{ref_Suther}}} \quad (2.2)$$

静圧 p と静温 T は等エントロピーを仮定して、それぞれ次式から算出する.

$$p = p_o / \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.3)$$

$$T = T_o / \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \quad (2.4)$$

ここで, $\mu_{\text{ref_Suther}} = 1.724 \times 10^{-5} [\text{kg/m}^3]$, $T_{\text{ref_Suther}} = 273.15 [\text{K}]$, $C_{\text{ref_Suther}} = 110.4 [\text{K}]$ である. 風洞試験と動的特性の調査では, CFD のレイノルズ数を風洞試験に合わせて 6.0×10^4 とし, マッハ数は圧縮性効果を見捨てる 0.2 とする. 空力—飛行力学連成計算の空力データベースの構築では, 連成計算の妥当性を確認するために MABE-1 飛行試験との比較を行うこととし, MABE-1 の大気球切り離し時の大気状態を基に気体の条件を決定した. 表 2-2 に計算条件をまとめる. マッハ数については, 飛行が想定され得る 0.1 から 0.7 まで 0.1 刻みに変化させる. この際, 大気状態は固定するため, マッハ数に比例して, 主流速度が増加し, レイノルズ数も大きくなる. 図 2-2 に MABE-1 飛行試験時と本研究でのマッハ数とレイノルズ数の関係をあらわす. 図 2-2 から, 飛行試験と同様のマッハ数, レイノルズ数の条件となっていることが確認できる. マッハ数が 0.7 付近で差異が生じているが, これは飛行試験では滑空飛行によって高度が低下することで大気密度が大きくなったため, (2.1)式で表されるレイノルズ数も大きくなったからであるが, 正常に飛行できていない区間であり, 3.4.3 節で行う連成計算との比較には用いないため影響は無いものとした. 図 2-3 に計算に用いる軸, 空力係数の定義を示す.

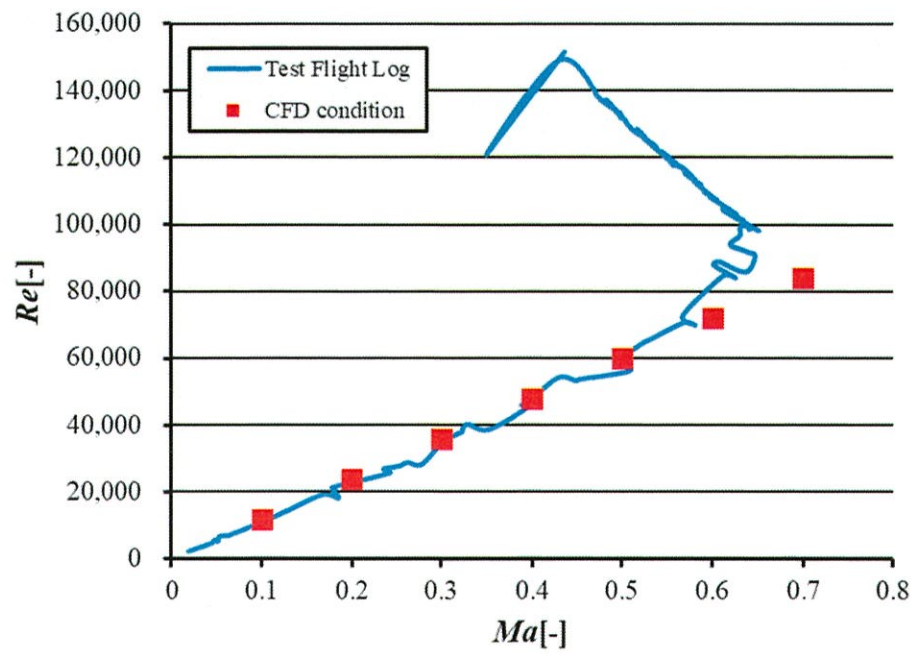


図 2-2 飛行試験から取得したマッハ数とレイノルズ数の関係

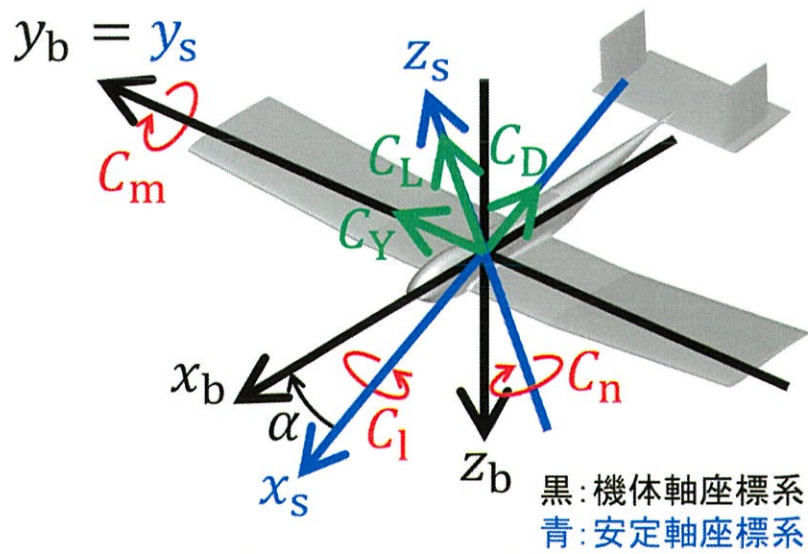


図 2-3 座標軸の定義

表 2-2 空力データベース構築用の計算条件

項目	数値	単位
温度	239	[K]
圧力	833	[Pa]
密度	0.0121	[kg/m ³]
マッハ数	0.1~0.7 まで 0.1 刻み	[-]
レイノルズ数	12,000~84,000	[-]

2.3 支配方程式に対する数値解法

2.3.1 静的空力計算手法

本研究で扱う支配方程式は 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式とする．計算手法としてはレイノルズ平均された支配方程式を解くことで時間平均場を求める Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation (RANS) を用い、定常計算を行う．なお、Winslow らが行った研究によると、本研究で対象とする 10^4 オーダーのレイノルズ数領域において、RANS 評価による 2 次元翼周りの流れの計算結果と実験値が精度良く一致している[25]．非粘性流束評価にはロバスト性が高く安定な Harten-Lax-Van Leer-Einfeld-Wada (HLLEW) [26]を用い、乱流モデルには 2 方程式モデルである Shear-Stress-Transport (SST) -2003[27]を、時間積分法には Lower-upper symmetric Gauss-Seidel (LU-SGS) [28]を用いる．本研究で対象とするレイノルズ数領域では境界層遷移があり得るため、遷移モデルとして Menter $\gamma-Re_{\theta}$ 乱流遷移モデル [29]を用いる．計算ソルバには、JAXA で開発された高速流体ソルバ FAST Aerodynamic Routines (FaSTAR) [30]を用いる．計算手法の詳細については付録にまとめる．

2.3.2 動的空力計算手法

動的空力特性を調査するため、迎角を固定した状態でピッチ、ロール、ヨー軸にそれぞれ角速度 q, p, r を与えて計算を行う．回転中心は機体の重心位置とし、ピッチ角速度は $-10^\circ/\text{s}$

から 10°/s まで 5°刻みで 5 パターンを，ロール，ヨー角速度は 0°/s ， 5°/s， 10°/s の 3 パターンを与える．迎角一定のまま姿勢角速度を与える条件は，風洞試験では再現できず，CFD でのみ計算可能な条件である[31]．得られた空力係数と各角速度の関係に対して，図 2-4 に示すように最小二乗法による線形近似を行い，近似直線の傾きを無次元化することで姿勢角速度に対する動微係数である C_{mq} ， C_{lp} ， C_{nr} などを求めることができる．

迎角速度を与える加振による影響も調査するために，迎角 α を以下の正弦関数で振動させた状態での非定常 RANS 計算も行う．

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \sin \omega t \quad (2.5)$$

ここで， α_0 は振動中心の迎角， α_1 は振幅， ω は角振動数， t は時間をあらわす．本研究では先行研究により最大揚抗比をとることが確認されている $\alpha_0=4[^\circ]$ ， $\alpha_1=1[^\circ]$ とし， ω としては一般に航空機の縦運動の中で最も周期が短い短周期モードの角振動数を与える．その角振動数は 2.5 節に示す近似式を用いることで計算される．これら回転，周期運動の模擬には移動格子法[32]を用いる．移動格子法は物体の移動を表現するため，物体が移動することによる移動速度を，セル境界を通過する流束に与えることで考慮している．

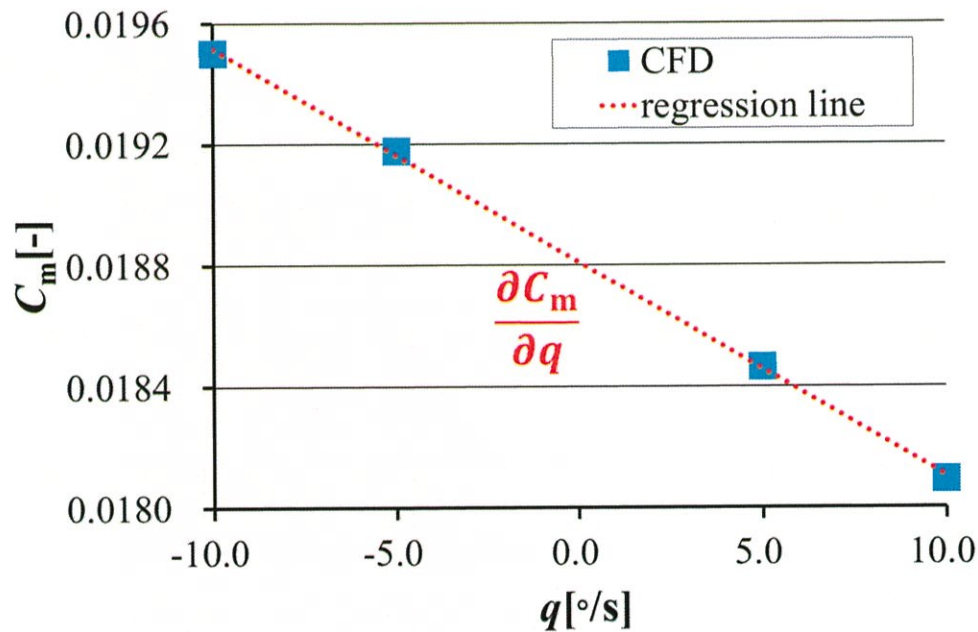
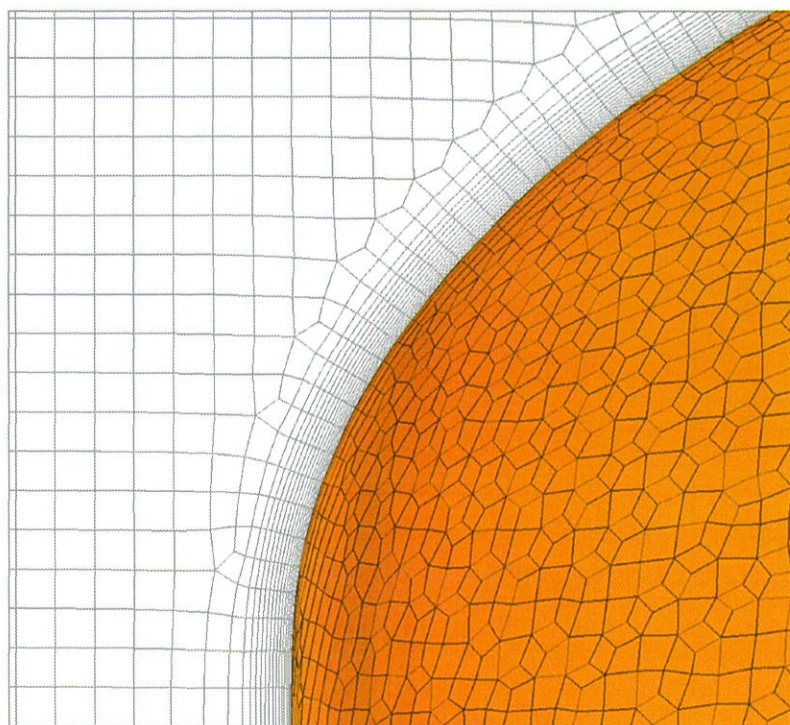


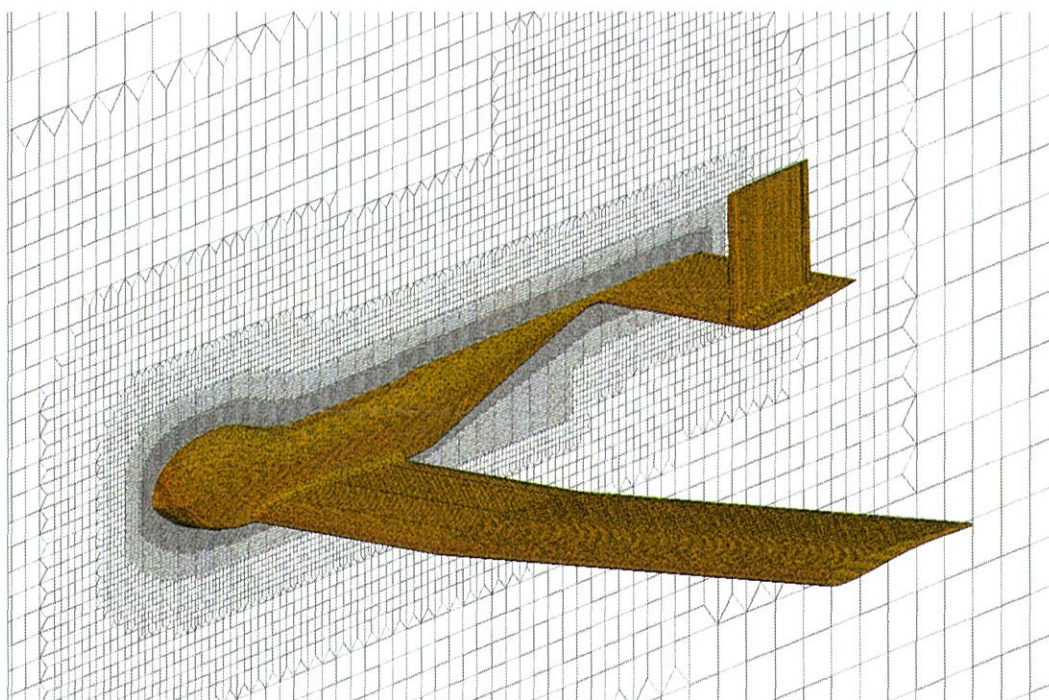
図 2-4 動微係数の計算

2.4 計算格子

本研究では，格子点の並びに規則性を持たないために，航空機全機形状のような複雑物体への格子生成が容易な非構造格子を用いる[33]．物体近傍はプリズム格子，物体から離れた空間はヘキサ格子によって構成される．プリズム層一層目厚さは各計算条件でのレイノルズ数における，平板に想定した壁面からの無次元距離である y^+ が 1 以下となるように設定した．格子の解像度は，富澤によって行われた MABE-1 の格子依存性調査結果[24]を参考にし，主翼を翼弦方向に約 200 点に分割した．図 2-5(a)に物体近傍の格子の様子を，図 2-5(b)に機体全体の格子概観を示す．迎角をスweepさせる計算とピッチ運動させる計算には図 2-5(b)に示すような機体左半分のみに対して格子生成する半裁モデルを，ロール，ヨー運動を与えた計算には機体全体に対して格子生成する全裁モデルを用いる．作成した格子の各情報を表 2-3，表 2-4 にまとめる．計算格子の生成には，JAXA で開発された自動格子生成ソフト HexaGrid[34]を用いた．



(a) 物体近傍のプリズム格子



(b) 格子の概観

図 2-5 計算格子

表 2-3 MABE-1 の格子情報

項目	$Re=30,000$	$Re=60,000$	$Re=90,000$
総格子点数	9,200,000	10,000,000	11,000,000
表面格子幅	最小格子幅[mm]	2.5	2.5
	最大格子幅[mm]	2.5	2.5
プリズム層	一層目厚さ[mm]	0.30	0.16
	拡大率[-]	1.1	1.1

表 2-4 MABE-2 の格子情報

項目	$Re=30,000$	$Re=60,000$	$Re=90,000$
総格子点数	9,300,000	10,000,000	11,000,000
表面格子幅	最小格子幅[mm]	2.5	2.5
	最大格子幅[mm]	2.5	2.5
プリズム層	一層目厚さ[mm]	0.30	0.16
	拡大率[-]	1.1	1.1

2.5 運動モードの近似式

CFD により取得した空力微係数を用いて MABE-2 の運動モードを評価するため、航空機の微小擾乱運動方程式をラプラス変換して得られる各モードの近似式を説明する[35]。まず、縦の運動と横の運動の特性多項式をそれぞれ Δ_{long} 、 Δ_{lat} とすると、以下の式で表される。

$$\Delta_{\text{long}} = (s^2 + 2\zeta_{\text{SP}}\omega_{\text{nSP}} + \omega_{\text{nSP}}^2)(s^2 + 2\zeta_{\text{LP}}\omega_{\text{nLP}} + \omega_{\text{nLP}}^2) \quad (2.6)$$

$$\Delta_{\text{lat}} = (s + \lambda_{\text{S}})(s + \lambda_{\text{R}})(s^2 + 2\zeta_{\text{DR}}\omega_{\text{nDR}} + \omega_{\text{nDR}}^2) \quad (2.7)$$

ここで、添え字である SP, LP, S, R, DR はそれぞれ短周期モード、長周期モード、スパイルモード、ロールモード、ダッチロールモードを表している。このように、一般的に航空機の運動は縦 2 モード、横 3 モードに分類される。本研究で検証する 5 つのモードに

ついて、以下で説明する近似式により評価する.

縦の運動に強い影響を及ぼす短周期モードの減衰比と角振動数は、次式によって近似的に計算できる.

$$2\zeta_{\text{SP}}\omega_{\text{nSP}} = -\frac{Z_\alpha}{U} - M_q - M_{\dot{\alpha}} \quad (2.8)$$

$$\omega_{\text{nSP}}^2 = -M_\alpha + \frac{Z_\alpha}{U} M_q \quad (2.9)$$

Z_α , M_α , M_q , $M_{\dot{\alpha}}$ はそれぞれ次式で求められる.

$$Z_\alpha = \frac{\rho U_0 S}{2m} C_{z\alpha}, M_\alpha = \frac{\rho U_0 S c}{2I_{yy}} C_{m\alpha}, M_q = \frac{\rho U_0 S c^2}{4I_{yy}} C_{mq}, M_{\dot{\alpha}} = \frac{\rho U_0 S c^2}{4I_{yy}} C_{m\dot{\alpha}} \quad (2.10)$$

長周期モード減衰比と角振動数は次式で与えられる.

$$\omega_{\text{nLP}} = -\frac{\sqrt{2}g}{U} \quad (2.11)$$

$$\zeta_{\text{LP}} = -\frac{X_u}{2\omega_{\text{nLP}}} \quad (2.12)$$

X_u は次式で求められる.

$$X_u = \frac{\rho U S}{2m} (C_{xu} + 2C_L \tan \theta) \quad (2.13)$$

次に、横運動の中で時定数の大きいゆっくりした運動であるスパイラルモードの根は、

$$\lambda_s = \frac{L_\beta N_r - L_r N_\beta}{L_\beta} \quad (2.14)$$

となる. L_β , N_β , L_r , N_r はそれぞれ次式で求められる.

$$L_\beta = \frac{\rho U_0^2 S b}{2I_{xx}} C_{l\beta}, L_r = \frac{\rho U_0 S b^2}{4I_{xx}} C_{lr}, N_\beta = \frac{\rho U_0^2 S b}{2I_{zz}} C_{n\beta}, N_r = \frac{\rho U_0 S b^2}{4I_{zz}} C_{nr} \quad (2.15)$$

ロール角速度が減衰してゆく運動であるロールモードの根は、

$$\lambda_R = L_p \quad (2.16)$$

で近似される. L_p は次式で求められる.

$$L_p = \frac{\rho U_0 S b^2}{2I_{xx}} C_{lp} \quad (2.17)$$

ダッチロールモードの角振動数と減衰比についても、

$$2\zeta_{\text{DR}}\omega_{\text{nDR}} = -\frac{Y_\beta + U_0 N_r}{U_0} \quad (2.18)$$

$$\omega_{\text{nDR}}^2 = \frac{Y_\beta N_r - N_\beta Y_r + U_0 N_\beta}{U_0} \quad (2.19)$$

より近似的に求めることができる．ここで， Y_β ， Y_r はそれぞれ次式で求められる．

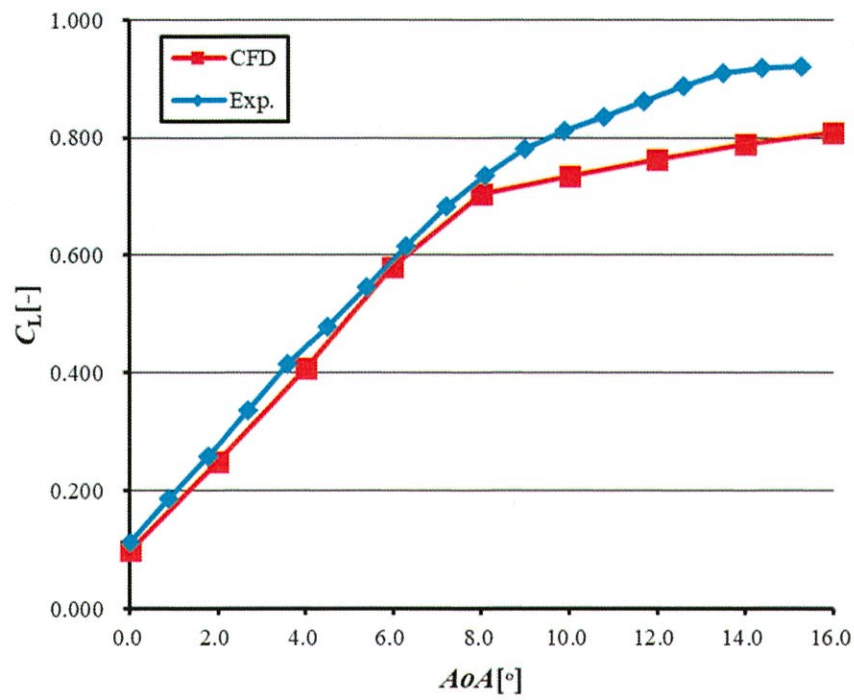
$$Y_\beta = \frac{\rho U_0^2 S}{2m} C_{Y\beta}, Y_r = \frac{\rho U_0 S b}{4m} C_{Yr} \quad (2.20)$$

2.6 計算結果

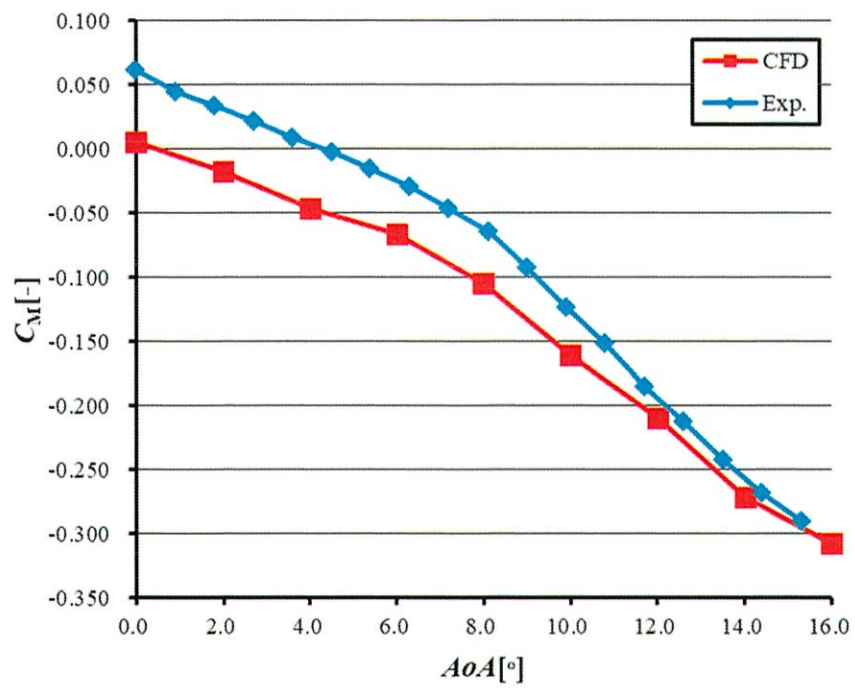
2.6.1 風洞試験との比較

CFD の妥当性を確認するために，金沢工業大学で行われた MABE-2 の風洞試験[19]との比較を行う．図に CFD と風洞試験により得られた空力係数の比較を示す． C_L は CFD，風洞試験ともに迎角 $8[^\circ]$ まで一定の勾配で増加していることが確認できる．迎角 $8[^\circ]$ までの揚力傾斜を求めると，風洞試験は $-0.078[-]$ ，CFD は $-0.077[-]$ であり，風洞試験を基準にするとその差は 1.3%と小さい．迎角 $8[^\circ]$ より大きな迎角になると両結果も揚力傾斜が減少しているが，CFD の方が小さくなっており，風洞試験結果と差がある．この原因については，石井翼の LES 計算結果[22]によると石井翼の失速迎角が 9° であることから，大規模な剥離が生じるために CFD では流れを適切に捉えられていないためと考えられる．また，風洞試験，CFD とともに主翼上面の大規模剥離後も揚力係数は緩やかに上昇を続けている． C_D については 16° まで概ね傾向を捉えられている．

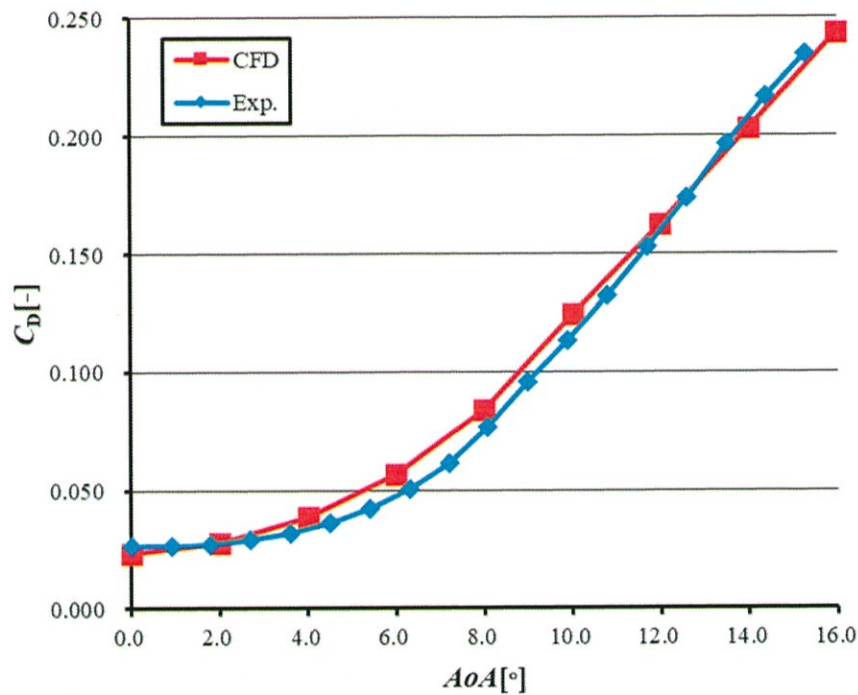
C_m について，モーメント傾斜を求めると風洞試験は $-0.015[-]$ ，CFD は $-0.014[-]$ となり，風洞試験を基準にした差は 8.8%である．CFD の C_m - α 曲線は実験値に比べて下にシフトしているものの，モーメント傾斜は概ね一致していることから， C_m についても傾向は捉えられていると考えられる．また，実験値，CFD 共に迎角が 8° より大きくなるとモーメント傾斜の絶対値が大きくなる点は C_L と同様である．



(a) 揚力係数



(b) ピッチングモーメント係数



(c) 抗力係数

図 2-6 風洞試験と CFD の比較

2.6.2 巡航時空力特性

3 章で行う空力—飛行力学連成計算で用いる空力データベースについて、図 2-7 に各マッハ数における C_L , C_D , C_m , L/D と迎角の関係を表す。MABE-1 と MABE-2 を比較すると、図 2-7(a), (b) から、 C_L , C_D はいずれのマッハ数においてもほぼ同じ傾向を示した。MABE-1, 2 は尾翼形状が異なるものの、主翼と胴体は同一であることから、尾翼形状の違いが C_L , C_D に及ぼす影響は小さいといえる。したがって、以降は C_L , C_D については MABE-2 の空力を議論する。

一方で、図 2-7(c) を見ると、 C_m MABE-1, 2 で有意な差がある。特に迎角が負のとき、MABE-2 は頭上げの C_m を迎角の絶対値に比例して発生させているのに対し、MABE-1 は頭上げの C_m が小さい。マッハ数が高くなるほど、とくに定常滑空フェーズでの飛行が想定されるマッハ数 0.4~0.5 付近において、頭上げ方向の復元モーメントが小さい。そのため、MABE-1 は

負の迎角領域に入り込むと縦不安定になることが示唆されており、MABE-2 は MABE-1 に比べて、尾翼による縦の静安定性が改善されているといえる。次に、図 2-7(d)から、マッハ数 0.1 では迎角 6° で、その他のマッハ数では迎角 4° で最大揚抗比をとることがわかる。マッハ数 0.1 から 0.6 にかけては、マッハ数が大きくなるほど最大揚抗比は大きくなっているものの、マッハ数 0.7 になると最大揚抗比は減少に転ずる。この原因として、図 2-8 に示すように、マッハ数 0.7、迎角 4° では主翼上面に超音速領域が現れ、局所衝撃波面が形成されることで、造波抵抗により抗力が大きくなった点が挙げられる。 C_L に着目すると、マッハ数が大きくなるにつれて揚力傾斜が大きくなる傾向がみられる。また、

ケース①：マッハ数 0.1 では迎角に比例した C_L の増加が伺える

ケース②：マッハ数 0.2 から 0.4 では迎角 4° から 6° にかけて揚力傾斜が大きくなる

ケース③：マッハ数 0.5 から 0.7 では迎角 4° から 6° にかけて揚力傾斜が減少する

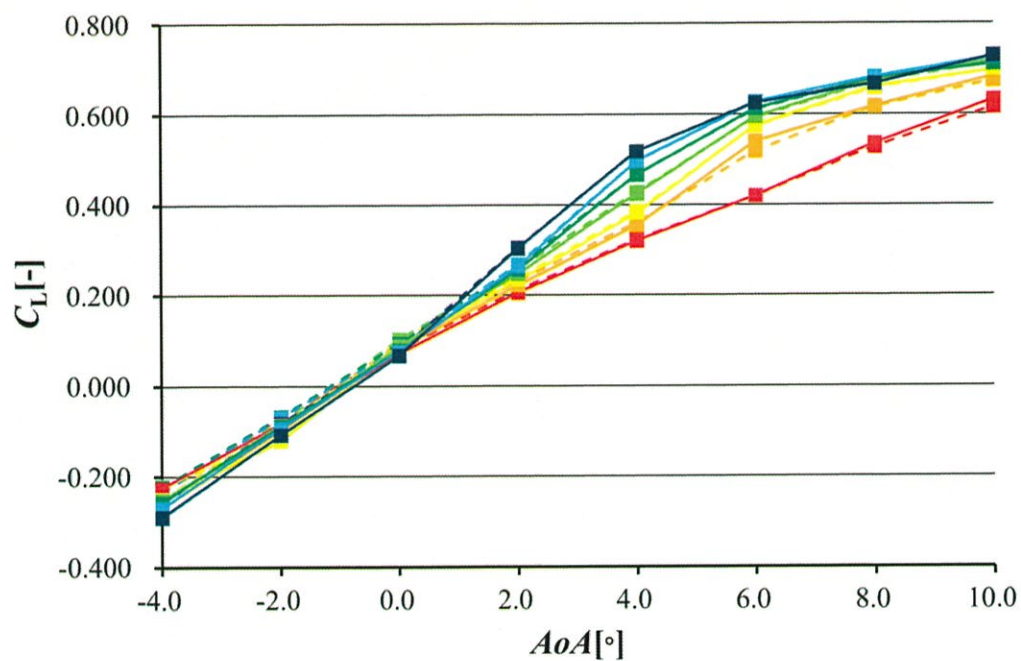
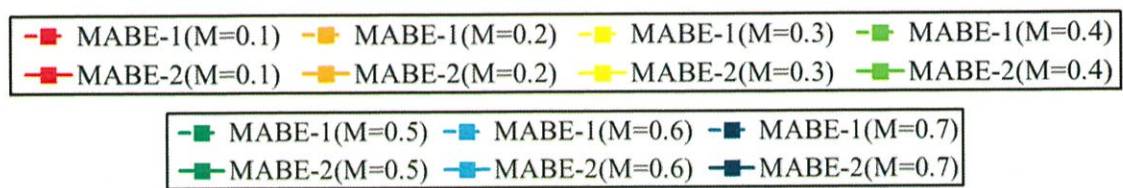
といった 3 ケースに分類される特徴がある。これらの特徴について説明するため、図 2-9 に迎角 4° 、 6° における各マッハ数での MABE-2 の表面流線を示す。マッハ数 0.1 では迎角 4° において主翼中腹で剥離しており、迎角 6° になると剥離点が前縁側に移動している。このように、後縁剥離の剥離点は前方へ移動して剥離領域は大きくなったものの、流れ場の構造自体に大きな変化はみられないため、ケース①では揚力傾斜の変化が小さかったと考えられる。次に、ケース②に着目すると、いずれのマッハ数も迎角 4° では主翼上面中腹で剥離が生じている。また、ケース①とは異なり上反開始位置で流れの乱れが見られ、マッハ数 0.3、0.4 では乱れがより顕著である。迎角 6° になると剥離点が前縁まで移動し、剥離した流れが中腹で主翼に再び付着する流れ場に変化している。このような流れの再付着は、層流剥離泡と呼ばれる現象に類似する[36]。層流剥離泡は、層流の状態で流れが剥離（層流剥離）すると、剥離した流れ（せん断流）は不安定なため乱流へと遷移して再び壁面に付着するといったプロセスで生じる。この際、先行研究などにより再付着点付近で流れの乱れの強さを表す乱流運動エネルギーが大きな値をとることが指摘されている[37]ことから、

本研究でも層流剥離泡が生じていることを確認するため、図 2-10 に上反開始位置での乱流運動エネルギー分布を示す。図 2-10 より、全ケースにおいて前縁では乱れがみられないものの、再付着点が存在するケースにおいて再付着点付近に大きな乱れが生じていることから、この剥離と再付着は層流剥離泡であると考えられる。図 2-9 の C_p 分布から、層流剥離泡により主翼上面の負圧領域が増加していることがわかり、この負圧領域によって揚力も増加しているものと考えられる。ケース①では層流剥離泡が形成されないために、迎角 6° においても主翼上面に大きな負圧領域は見られない。したがって、ケース②における迎角 4° から 6° にかけての揚力傾斜の変化は、層流剥離泡の形成に伴った現象であると考えられる。ケース③については、迎角 4° の時点で層流剥離泡が生じており、主翼上面の前縁から中腹にかけて強い負圧領域が存在している。迎角 6° になると、マッハ数 0.5, 0.6 では層流剥離泡は維持され翼根付近のみでの全面剥離に留まっているが、マッハ数 0.7 では再付着がみられず広範囲での全面剥離となっている。MABE-2 のような主翼平面形が矩形の場合、一般的に迎角が大きくなると翼根側から剥離が生じ、それが翼端へと拡大していく[35]。したがって、ケース③のように、迎角 4° から 6° にかけて層流剥離泡が翼根側からバーストして全面剥離へと変化していく流れ場の変化によって、揚力傾斜が減少するものと考えられる。

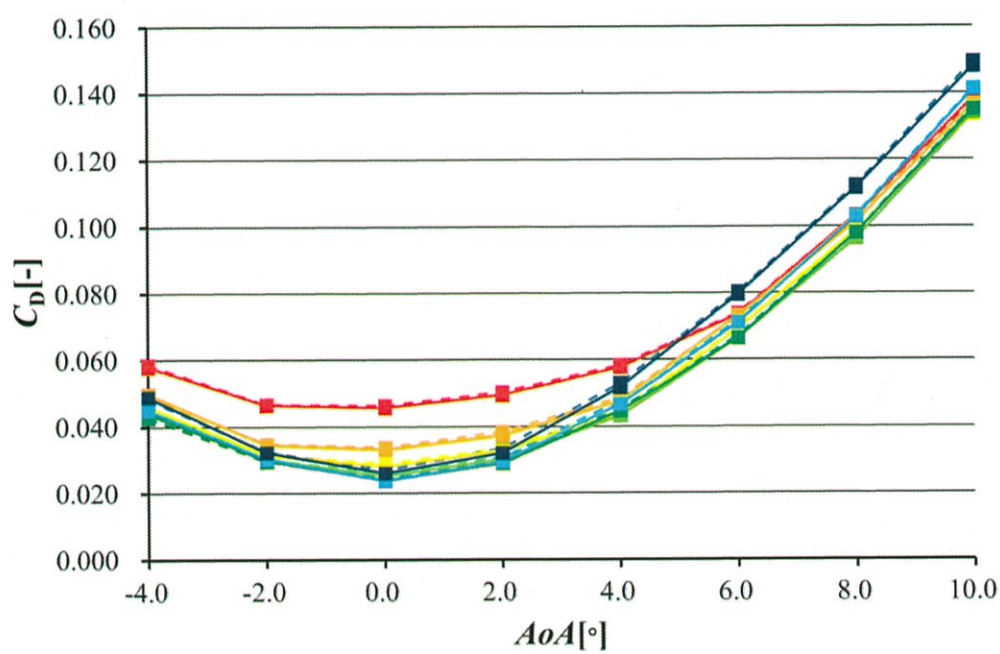
主翼上面で生じている層流剥離泡について、翼端付近においては、翼端に近づくにしたがって再付着点が前縁側へと移動して層流剥離泡が短くなる特徴がみられる。神田らが行った石井翼の二次元翼、三次元翼を対象とした風洞試験による流れ場の調査[38]によると、三次元翼の場合、翼端渦の影響によって翼端にむけて再付着点が前縁側へ移動することが報告されており、本計算においても翼端渦による層流剥離泡への干渉を再現できている。

図 2-7(b)より、迎角 4° 以下ではマッハ数 0.1 で C_D の最大値をとっているのに対し、迎角 4° より大きくなるとマッハ数 0.7 で最大値となり、迎角 4° を境にマッハ数による C_D の大小関係が入れ替わることがわかる。図 2-11 に示す迎角 0° , 6° におけるマッハ数による圧力抵抗と摩擦抵抗の変化を見ると、迎角による圧力抵抗の変化に対して摩擦抵抗の変化は小さい。

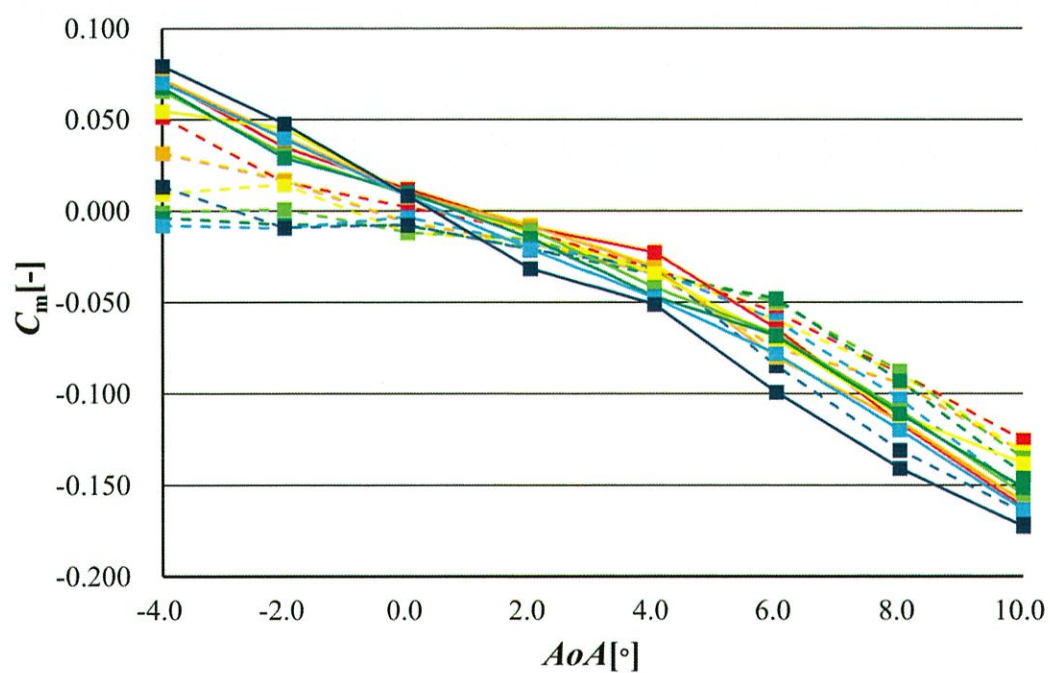
摩擦抵抗は機体の表面積と壁面での速度勾配によって決まることから、迎角による変化が小さくなったものと言える。どちらの迎角においても、マッハ数の増加，すなわちレイノルズ数の増加により摩擦抵抗は単調減少しており，機体表面において C_D に影響を与えるような境界層遷移は生じていないと考えられる。一方，圧力抵抗は迎角上昇によって大きく増加している。迎角 6° における圧力抵抗に着目すると，マッハ数 0.1 から 0.2 にかけては増加し，マッハ数 0.2 から 0.5 にかけては大きな変化は見られずに，マッハ数 0.5 から 0.7 にかけては再び増加するといった傾向が見られる。この圧力抵抗の傾向変化についても C_L に見られた傾向の分類と一致しており，主翼上面での流れ場の傾向変化によるものと考えられる。以上より，迎角 4° を境に C_D が最大となるマッハ数が入れ変わる原因として，低迎角では摩擦抵抗が支配的なためにレイノルズ数が小さな低マッハ数側で C_D が最大となり，高迎角では圧力抵抗が支配的なために主翼上面の負圧領域が大きくなる高マッハ数側で C_D が最大となったものと考えられる。



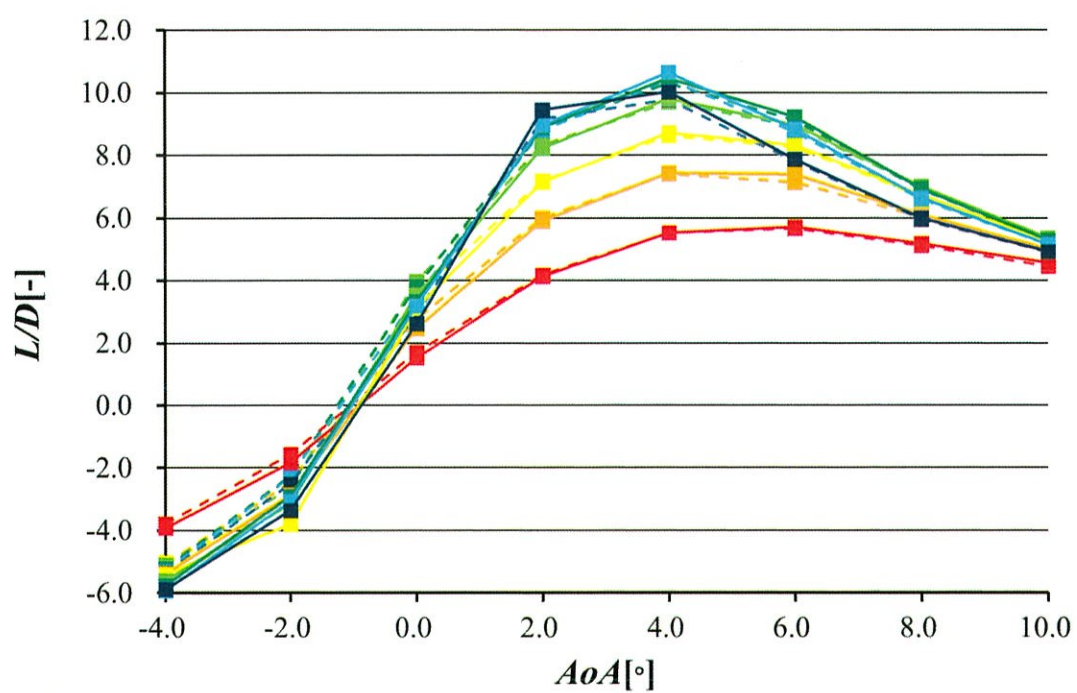
(a) 揚力係数



(b) 抗力係数

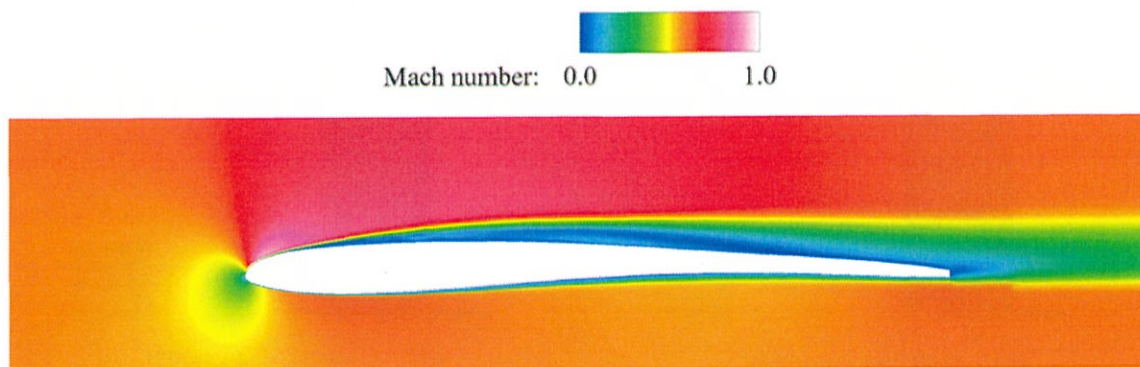


(c) ピッチングモーメント係数



(d) 揚抗比

図 2-7 巡航時空力特性

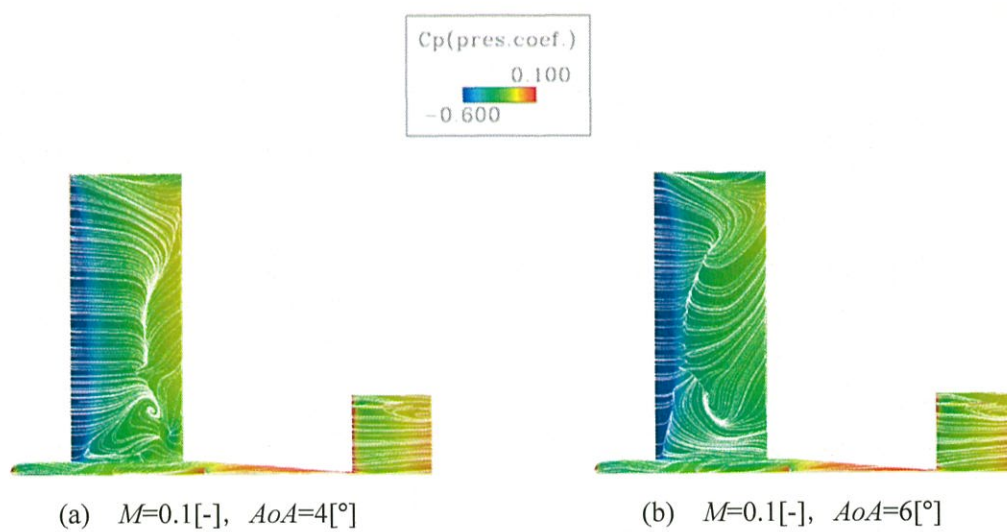


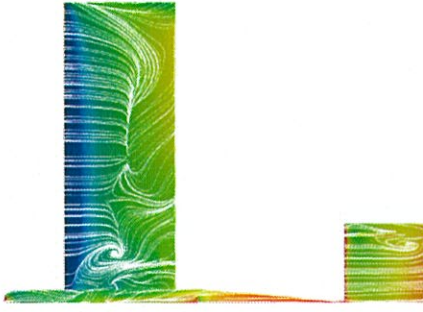
(a) $M=0.6[-]$, $AoA=4[^\circ]$



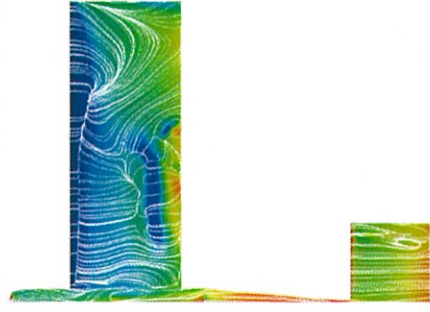
(b) $M=0.7[-]$, $AoA=4[^\circ]$

図 2-8 マッハ数の平均場

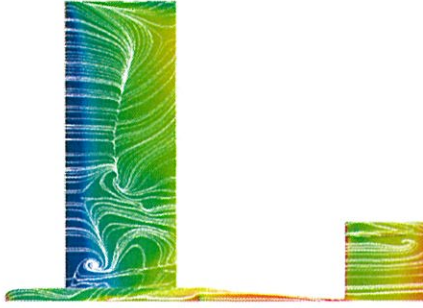




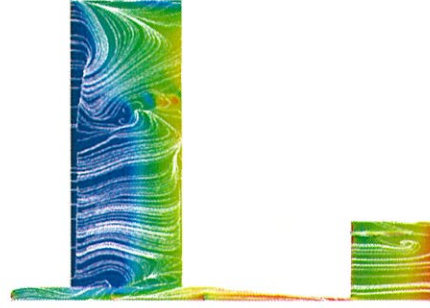
(c) $M=0.2[-]$, $AoA=4[^\circ]$



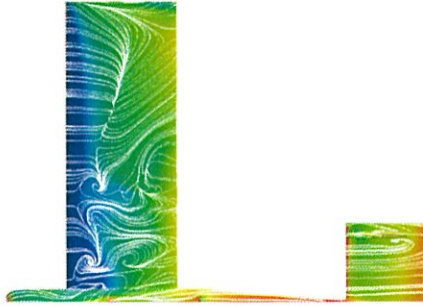
(d) $M=0.2[-]$, $AoA=6[^\circ]$



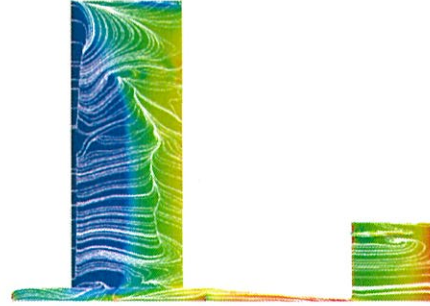
(e) $M=0.3[-]$, $AoA=4[^\circ]$



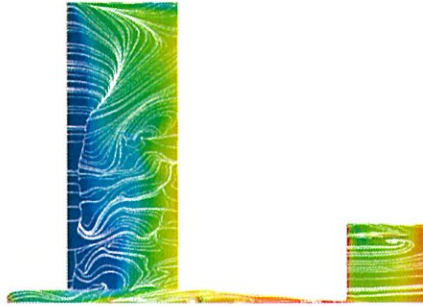
(f) $M=0.3[-]$, $AoA=6[^\circ]$



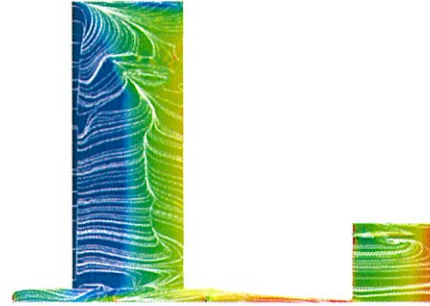
(g) $M=0.4[-]$, $AoA=4[^\circ]$



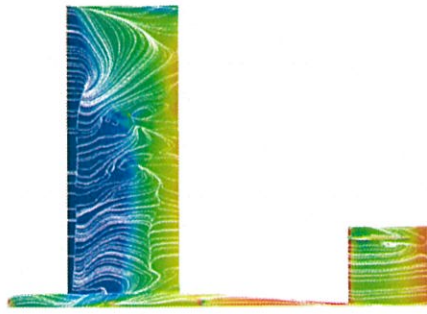
(h) $M=0.4[-]$, $AoA=6[^\circ]$



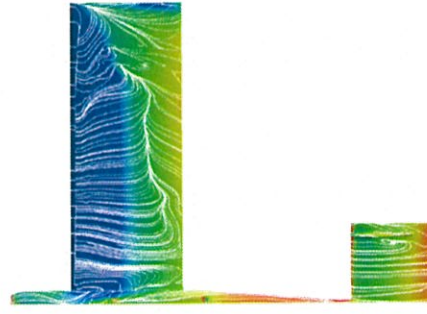
(i) $M=0.5[-]$, $AoA=4[^\circ]$



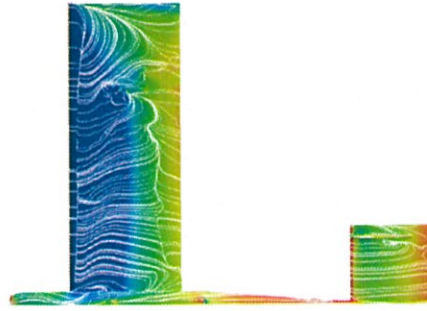
(j) $M=0.5[-]$, $AoA=6[^\circ]$



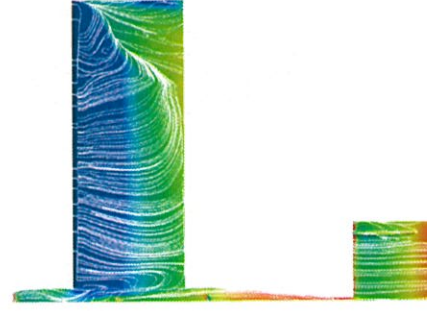
(k) $M=0.6[-]$, $AoA=4[^\circ]$



(l) $M=0.6[-]$, $AoA=6[^\circ]$



(m) $M=0.7[-]$, $AoA=4[^\circ]$



(n) $M=0.7[-]$, $AoA=6[^\circ]$

図 2-9 表面流線と C_p 分布（主流方向は紙面左から右）



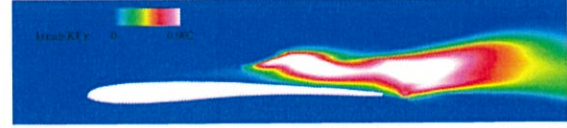
(a) $M=0.1[-]$, $AoA=4[^\circ]$



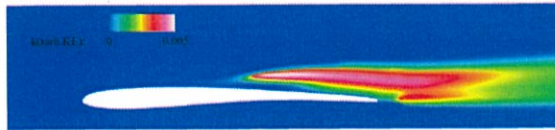
(b) $M=0.1[-]$, $AoA=6[^\circ]$



(c) $M=0.2[-]$, $AoA=4[^\circ]$



(d) $M=0.2[-]$, $AoA=6[^\circ]$



(e) $M=0.3[-]$, $AoA=4[^\circ]$



(f) $M=0.3[-]$, $AoA=6[^\circ]$



(g) $M=0.4[-]$, $AoA=4[^\circ]$



(h) $M=0.4[-]$, $AoA=6[^\circ]$

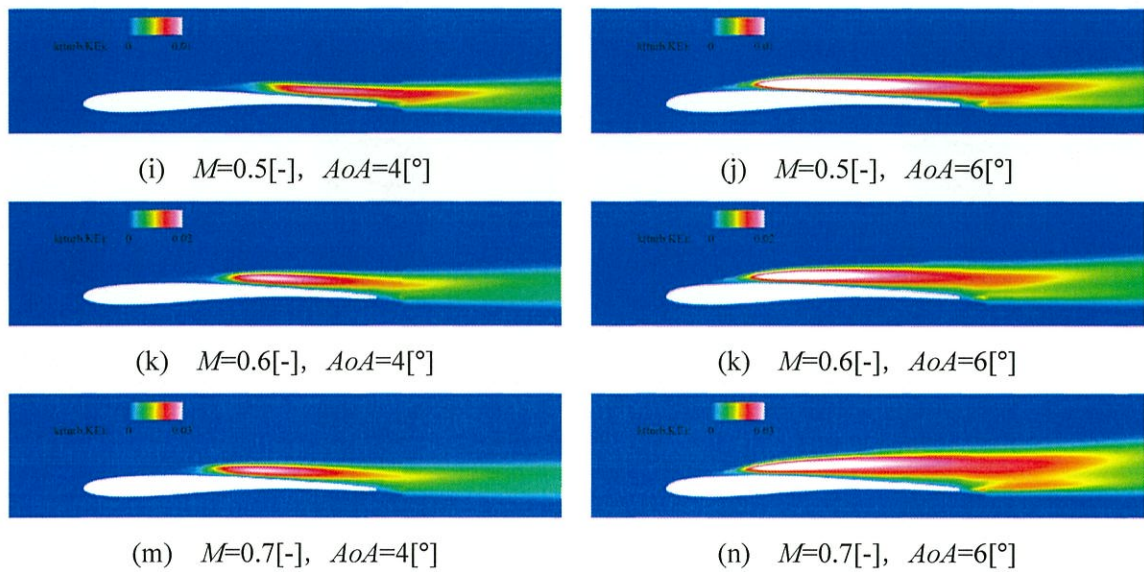


図 2-10 乱流運動エネルギー（主流方向は紙面左から右）

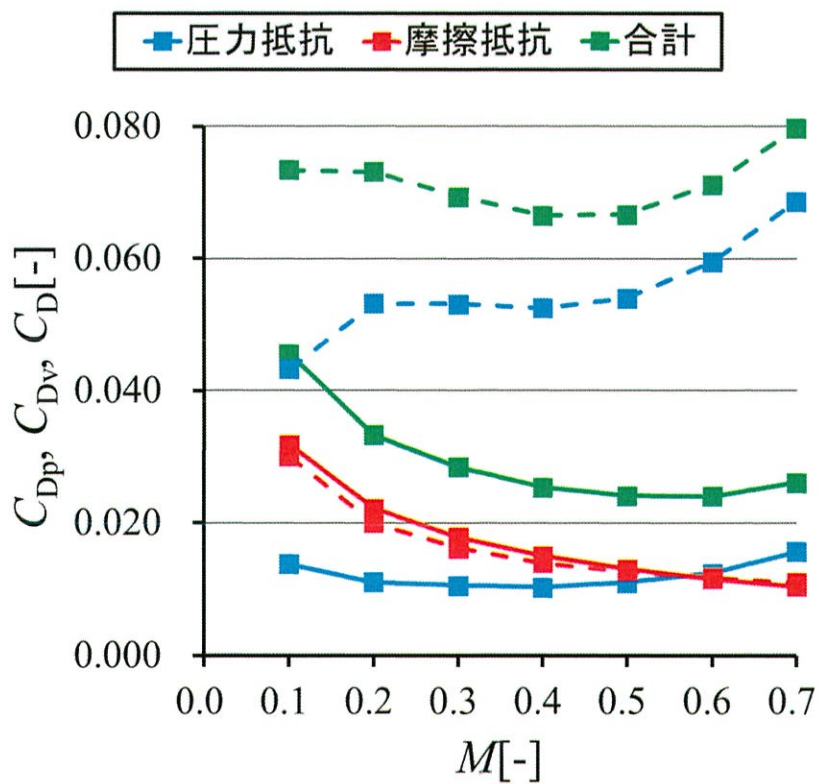


図 2-11 抗力係数の分解（実線は迎角 0° を，鎖線は迎角 6° を示す。）

2.6.3 縦運動による動的空力特性

ピッチ角速度に対する動微係数である C_{mq} , C_{Lq} と迎角の関係を図 2-12 に示す。 C_{mq} は縦

の振動の減衰を決定づける重要なパラメータである。図 2-12(a)からいずれの迎角においても C_{mq} は負となり、ピッチ回転運動（縦揺れ）に対して動安定に寄与していることが分かる。また、迎角を変化させても、 C_{mq} は迎角 0° を基準にして、最大 17% 程度の変化に留まっている。図 2-12(b)より C_{Lq} についても正の値をとっていることから揚力の増加に寄与しており、こちらも迎角による影響は小さい。なお、MABE-1 についても短周期モードの計算のため、迎角 4° についてのみピッチ運動による動的空気特性を調査しており、 $C_{mq} = -5.25[-]$ 、 $C_{Lq} = 6.11[-]$ であった。したがって、MABE-1 も MABE-2 と同様にピッチ回転運動（縦揺れ）に対して動安定に寄与している。

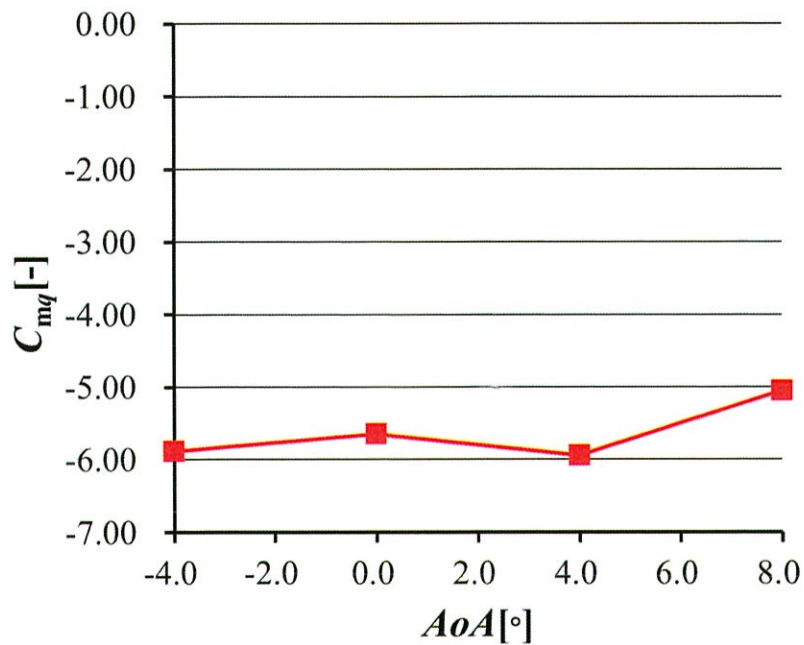
図 2-13に迎角 0° におけるピッチ角速度によって生じる各機体コンポーネントの ΔC_m 、 ΔC_L （迎角 0° の C_m 、 C_L からの差）を示す。図 2-13(a)より水平尾翼が C_m に大きく影響を及ぼしていることが分かる。これは、ピッチ角速度によって水平尾翼の有効迎角が変化し、尾翼部で発生する揚力が増減することに起因する。

図 2-14に示す機軸方向の揚力分布（迎角 0° からの差）からも、ピッチ角速度による主翼・水平尾翼の揚力変化が伺える。特に主翼、水平尾翼共に前縁付近での変化量が著しいが、現時点では原因を突き止められていないため、今後更なる考察が必要である。

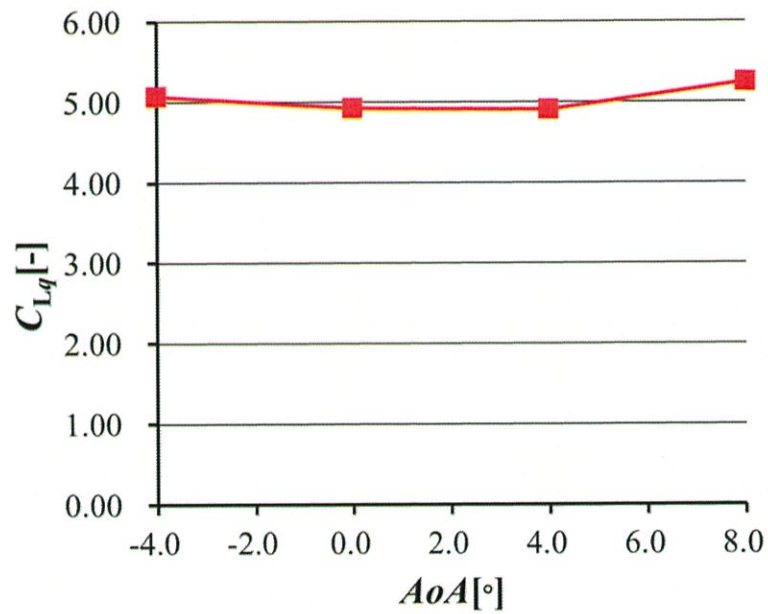
図 2-13(b)より C_{Lq} は主翼、水平尾翼で発生する揚力変化の影響が大部分を占めている。一般的に、機体諸元を基にした動微係数の推算では重心（回転中心）に近い主翼の影響を無視しているが、MABE-2 の場合、 C_{Lq} は主翼の寄与が大きいことが分かった。この原因として、MABE-2 は通常の航空機に比べて主翼面積比が大きく、主翼で生じる力が大きく影響するためと考えられる。

迎角を正弦振動させた状態での非定常 RANS 計算によって得られた MABE-1, 2 の C_L - α 曲線と C_m - α 曲線を図 2-15に示す。図 2-15(a)より、MABE-1, 2 ともに C_L はヒステリシスループが見られるが、MABE-1 の方が大きな輪を描く。一方、図 2-15(b)の C_m を見ると、MABE-2 は C_L と同様にヒステリシスループが見られるが、MABE-1 は両ストロークで近い軌跡となっ

ている. 橋本らの研究で用いられた手法[31]に従って, 非定常計算結果から $C_{m\dot{\alpha}}$ を求めると, MABE-1は $C_{m\dot{\alpha}}=4.29[-]$, MABE-2は $C_{m\dot{\alpha}}=-3.97[-]$ となった. つまり, 迎角速度に対して, MABE-1は発散, MABE-2は減衰するように動的空力が生じるということになる. 迎角が正弦振動するためにピッチ角速度も生じることと, 前述したようにMABE-1の $C_{mq} = -5.25[-]$ であることを考慮すると, MABE-1の C_m - α 曲線が1本の線に近い軌跡を描いた原因は, 発散に寄与する $C_{m\dot{\alpha}}$ と減衰に寄与する C_{mq} がバランスしたためだと考えられる.

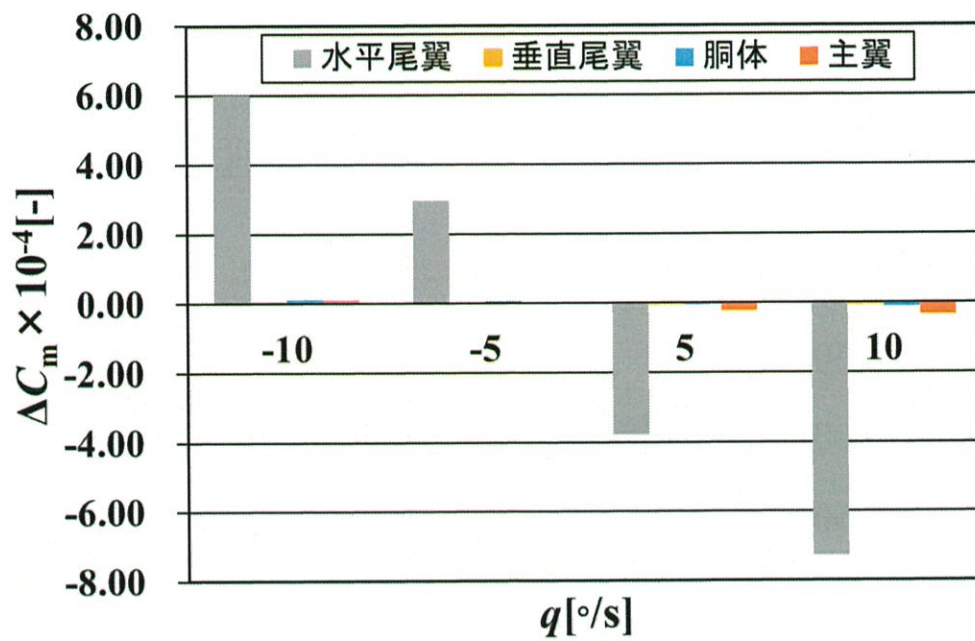


(a) C_{mq}

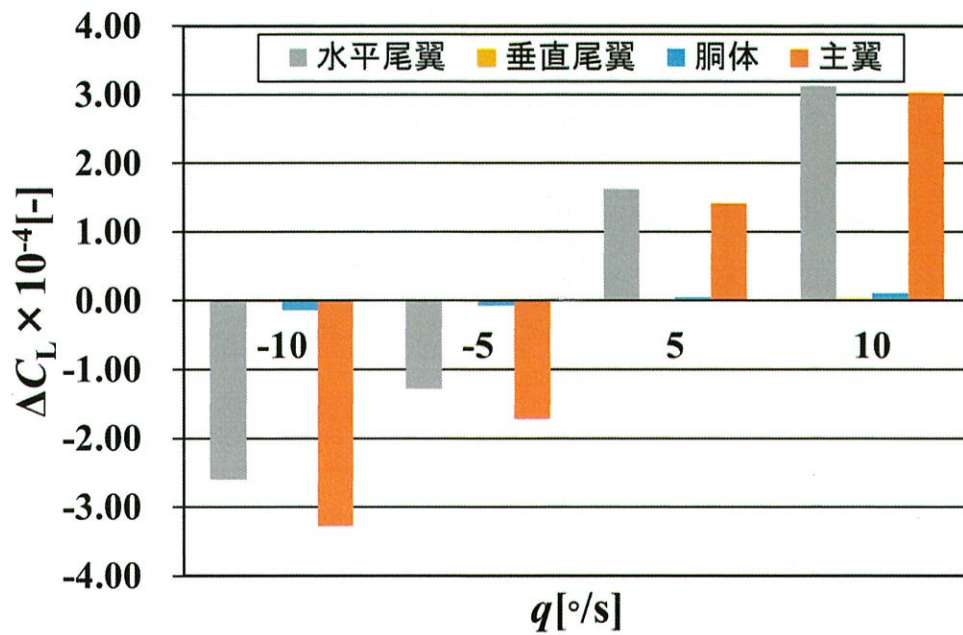


(b) C_{Lq}

図 2-12 ピッチ角速度によるピッチングモーメント，揚力の微係数と迎角の関係



(a) ピッチングモーメント係数



(b) 揚力係数

図 2-13 ピッチ運動時に各コンポーネントが空力係数に及ぼす影響

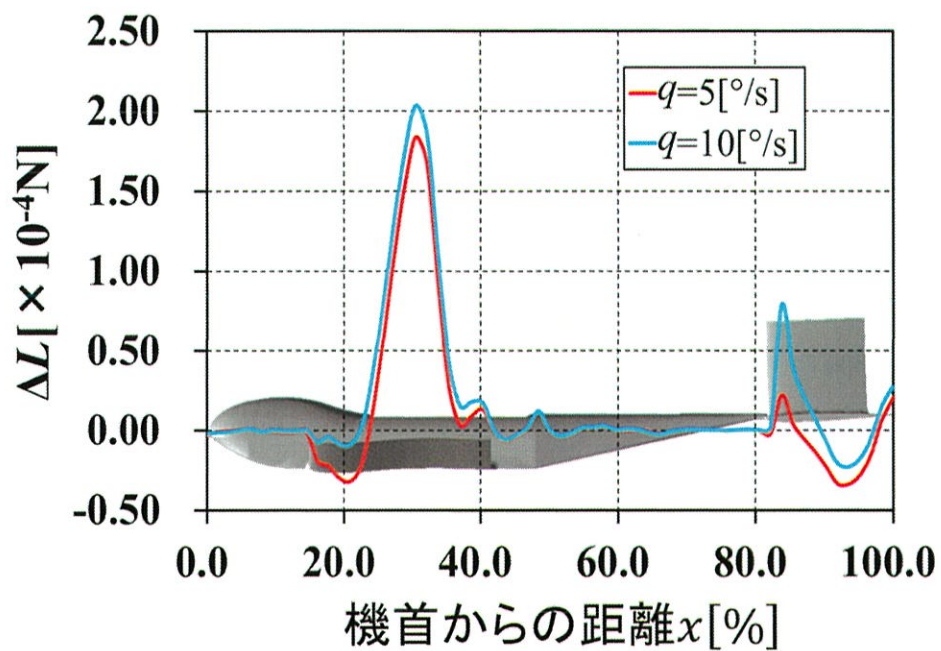
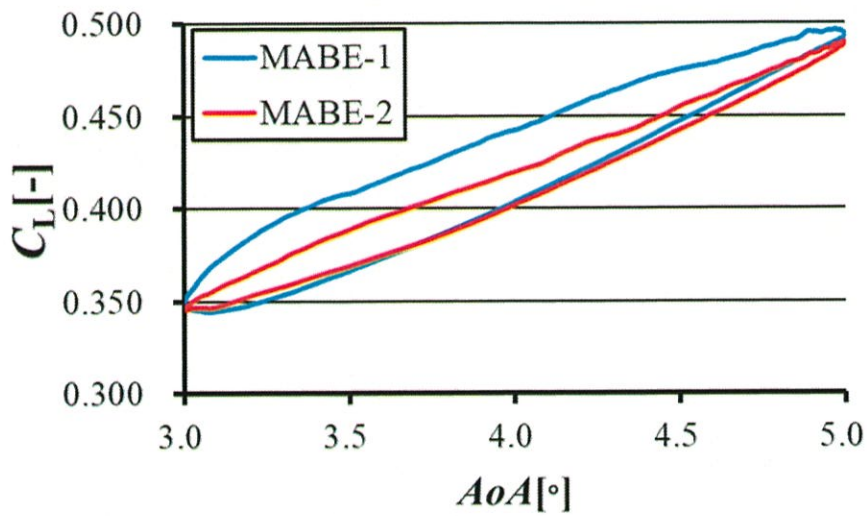
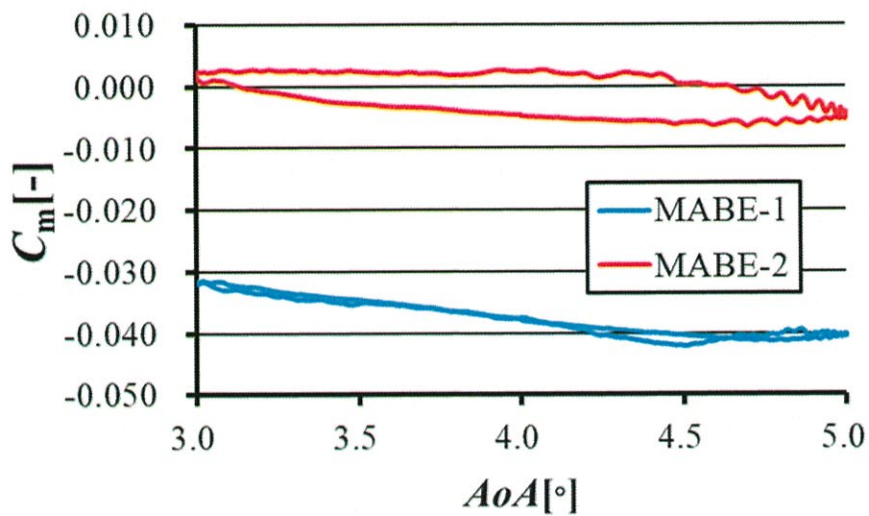


図 2-14 ピッチ運動時の ΔL 分布



(a) 揚力係数



(b) ピッチングモーメント係数

図 2-15 非定常RANS計算結果

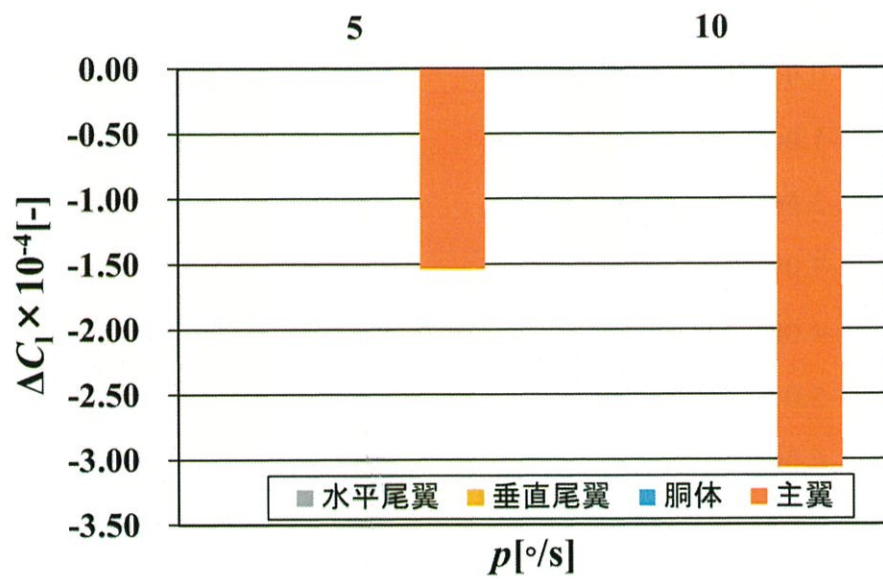
2.6.4 横運動による動的空力特性

迎角 0° における C_{Yp} , C_{lp} , C_{np} , C_{Yr} , C_{nr} , C_{lr} を表 2-5にまとめる. C_{lp} , C_{nr} はそれぞれ機体のローリング, ヨーイング運動の減衰を決定する重要な動微係数である. 表 2-5から C_{lp} , C_{nr} 共に負の値をとっているため, それぞれロール, ヨー回転運動 (横揺れ, 片揺れ) につ

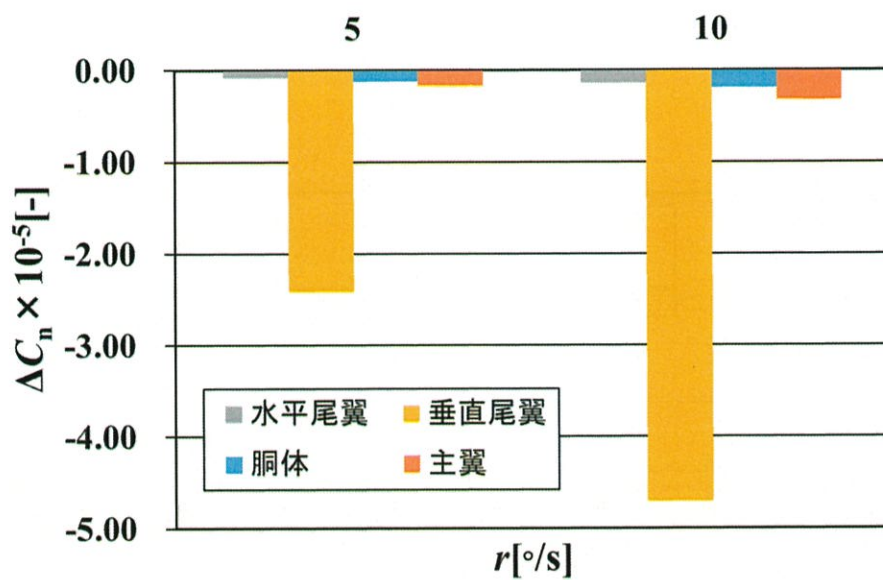
いて動安定に寄与していることが分かる。また、 C_{np} が負の値であることから、アドバースヨーイングモーメントとなる。このモーメントは旋回方向とは逆方向に力が加わり、 $|C_{np}|$ の大きさによっては横の制御が困難となってしまう場合があるため、今後更なる調査と対策の検討が必要と考えられる。アドバースヨーへの空力面での対策例として、スポイラやフリーズ・エルロンの搭載が挙げられる[35]。

図 2-16に迎角 0° におけるロール、ヨー角速度によって生じる各機体コンポーネントの ΔC_l 、 ΔC_n （ロール、ヨー角速度 $0^\circ/\text{s}$ における C_l 、 C_n からの差）を示す。図 2-16 (a)より、ロール角速度による ΔC_l は主翼による寄与が大きい。ロール角速度が与えられることにより、迎角変化が主翼スパン方向に発生し、左翼と右翼で発生する揚力に差が生じることに起因する。

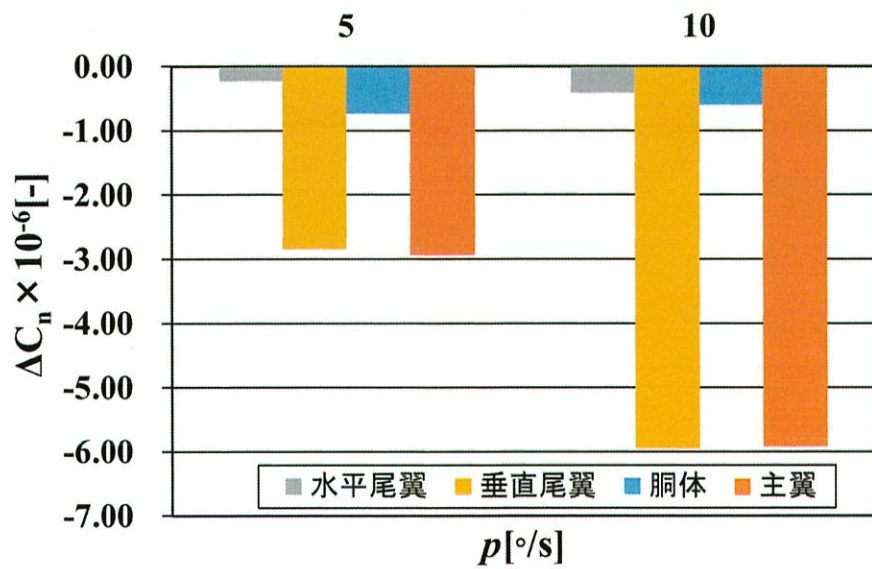
図 2-16 (b)より、ヨー角速度による ΔC_n は垂直尾翼の影響が大部分を占めている。ヨー角速度によって垂直尾翼に横滑り角が生じることで発生する揚力が原因である。図 2-16 (c)より、ロール角速度によって主翼と垂直尾翼が同程度 ΔC_n に寄与している。図 2-17に示すスパン方向の ΔX 分布（ロール角速度 $0^\circ/\text{s}$ の x 軸力からの差）を見ると、右翼には機首方向、左翼には機首と逆方向の力が加わっている。これはロール角速度によって右翼の局所迎角が大きくなることで揚力のベクトルが前傾、左翼ではその逆の現象が起きるためであり、結果として図 2-17でも理解されたアドバースヨーが見られる。



(a) ΔC_l とロール角速度の関係



(b) ΔC_n とヨー角速度の関係



(c) ΔC_n とロール角速度の関係

図 2-16 ロール，ヨー角速度による各コンポーネントの空力係数変化

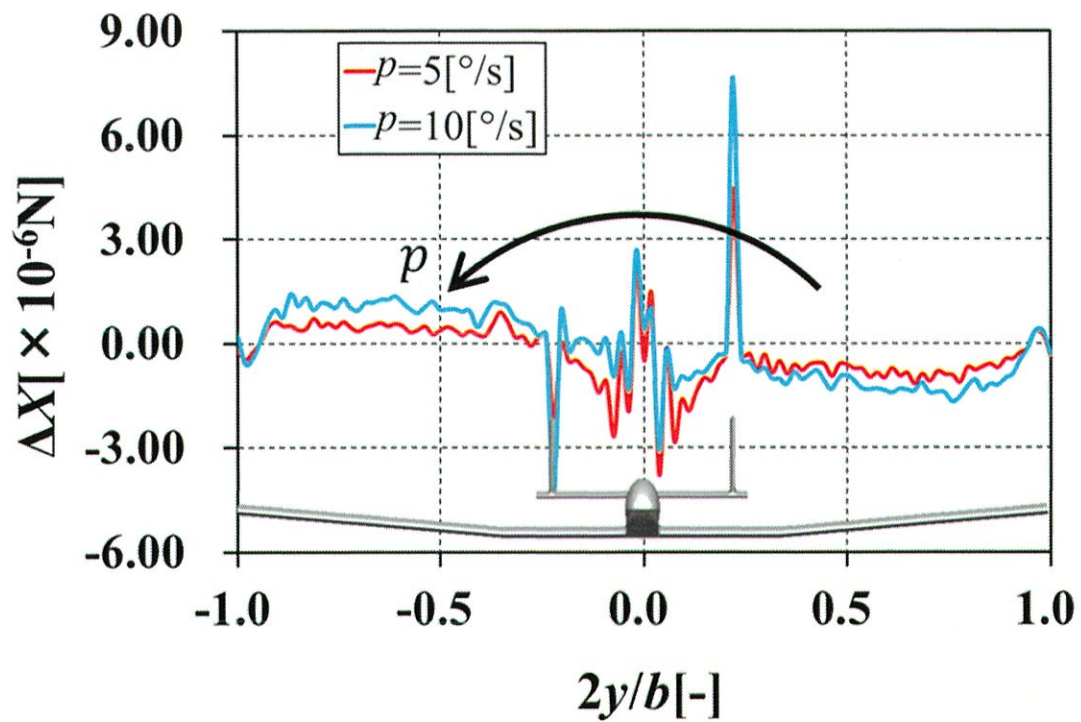


図 2-17 スパン方向の ΔX 分布（機首は正面を向いている.）

表 2-5 横運動の動微係数

C_{Yp}	C_{lp}	C_{np}	C_{Yr}	C_{lr}	C_{nr}
-0.058	-0.45	-0.020	0.18	0.049	-0.079

2.6.5 運動モードの評価

前節で得られた空力微係数を用いて、MABE-2 の各運動モードを評価する。以降の計算では MABE-2 飛行試験で計画されている巡航フェーズを参考に、迎角 4° での滑空を想定し、飛行速度は 136m/s (マッハ数 0.44) とした。短周期モードと長周期モードについては比較として、MABE-2 と同様の近似式で評価した MABE-1、一般的なグライダーである PW-6U の実フライトに基づいて計算された数値[39]を併記する。なお、横の動的空力特性については迎角 0° での結果である。得られた運動モードの特性を表 2-6 にまとめる。なお、括弧で示す数値は、火星での飛行を想定した場合の数値であり、その計算では重力加速度を 3.71m/s^2 、大気密度を 0.015kg/m^3 、音速を 241m/s として火星環境を模擬している。

短周期モードに着目すると、減衰比は PW-6U に比べて、MABE-1 は約 17%、MABE-2 は約 24%と小さい。これは、MABE-1, 2 の飛行領域の大気密度が地表の $1/100$ 程度と小さいことに起因しており、縦運動の減衰特性は、地球でのグライダーと比較して悪化する。MABE-1, 2 を比較すると、MABE-2 は MABE-1 の約 1.7 倍の減衰比となっている。表 2-1 に示した機体諸元の水平尾翼容積比を見ると、MABE-1 は 0.4、MABE-2 は 0.5 であることと、図 2-13(a)に示したように水平尾翼が C_{mq} に大きく寄与していることから、水平尾翼容積比の大小関係により MABE-2 は MABE-1 よりも減衰特性が改善したと考えられる。また、無次元振動数 k_{sp} についても PW-6U に比べ、MABE-1 は約 10%、MABE-2 は約 30%となっている。航空機の運動の中で周期が最も短いモードである短周期モードの無次元振動数が 0.05 より十分に小さければ、航空機を剛体として扱う力学においては運動計算を定常空気力で評価できるとされており[35]、MABE-1, 2 の定常空気力を用いた運動計算は妥当であるといえる。

長周期モードについては、MABE-1, 2 で差は見られず、どちらも減衰振動であることがわかる。PW-6U と比較すると、周期は 3.6 倍と長いことから、制御性は高いと考えられる。しかし、振幅半減時間に着目すると、PW-6U はおよそ 2 周期程度で振幅が半減するのに対し、MABE-2 は 4 周期弱であることから、短周期モードと同様に地球でのグライダーに比べると減衰特性が悪化する。減衰特性が悪化する原因については、(2.12)式からわかるように、減衰比には空気抵抗に相当する X_u が寄与するため、短周期モードと同様に大気密度が非常に小さい火星探査航空機の飛行条件が挙げられる。また、MABE-2 が火星大気で飛行する場合、地球で飛行する場合に比べて減衰比は大きくなり、周期は長くなる方向に変化していることから、長周期モードとしては制御が容易な方向に変化すると考えられる。

ダッチロールモードはロール運動とヨー運動が連成して生じる周期運動である。MABE-2 のダッチロールモードの実数根は、 $\text{Re}(\lambda_{\text{DR}}) = -\zeta_{\text{DR}}\omega_{\text{nDR}} = -0.0552$ となり負の値をとっていることから、減衰振動であることがわかる。

スパイラルモードは時定数の大きなゆっくりした運動であることから、ある程度の発散は許容され得るモードである。MABE-2 の場合は、スパイラルモードの固有値は -0.0194 と絶対値の小さな負の値となっていることから穏やかな減衰運動をとる、すなわち安定であることがわかる。

ロールモードはロール角速度が減衰していくモードであり、MABE-2 での固有値は -2.74 と絶対値が大きな負の値となっていることから強い減衰運動であり、安定であることがわかる。これは 2.6.4 節でも説明したように、MABE-2 は主翼が大きいためロール角速度に対して強い減衰力が生じるためであると考えられる。

表 2-6 運動モード（括弧内は火星大気条件で飛行する場合の数値）

項目	単位	MABE-1	MABE-2	PW-6U
短周期モード				
減衰比 ζ_{SP}	[-]	0.091	0.154	0.521
振動数 ω_{nSP}	[rad/s]	4.05	5.40	3.82
周期 T_{SP}	[s]	1.56	1.17	1.93
無次元振動数 k_{SP}	[-]	0.00637	0.00975	0.067
長周期モード				
減衰比 ζ_{LP}	[-]	0.026	0.026 (0.029)	-
振動数 ω_{nLP}	[rad/s]	0.109	0.108 (0.074)	-
周期 T_{LP}	[s]	57.5	58.2 (85.0)	16.2
振幅半減時間 T_{LP}	[s]	246	244 (326)	34.3
ダッチロールモード				
減衰比 ζ_{DR}	[-]	-	0.0238	-
振動数 ω_{nDR}	[rad/s]	-	4.18	-
周期 T_{DR}	[s]	-	1.50	-
スパイラルモード				
固有値 λ_S	[-]	-	-0.0194	-
ロールモード				
固有値 λ_R	[-]	-	-2.74	-

第3章 空力—飛行力学連成計算

3.1 連成計算手法

本研究で行う空力—飛行力学連成計算は弱連成計算に分類され，あらかじめ CFD によって得られた空力を用いて航空機の状態値を変数に持つデータベースを構築しておき，飛行力学計算の各タイムステップにおける空力をそのデータベースから補間する．弱連成計算では空気力学における非定常現象を考慮することはできないものの，本研究で対象としている MABE-1, MABE-2 においては，2.6.5 節で述べたように運動計算は定常空気力での評価が可能であることが示されている．運動は縦運動のみを考え 3 自由度とする．運動方程式の数値解法には 4 次精度の Runge-Kutta 法を用いる．この手法はテイラー展開における，4 次の項まで計算を行うため数値誤差が $O(\Delta t^5)$ と小さく，計算時間も短いというメリットがある．連成計算のフローチャートを図 3-1 に示す．

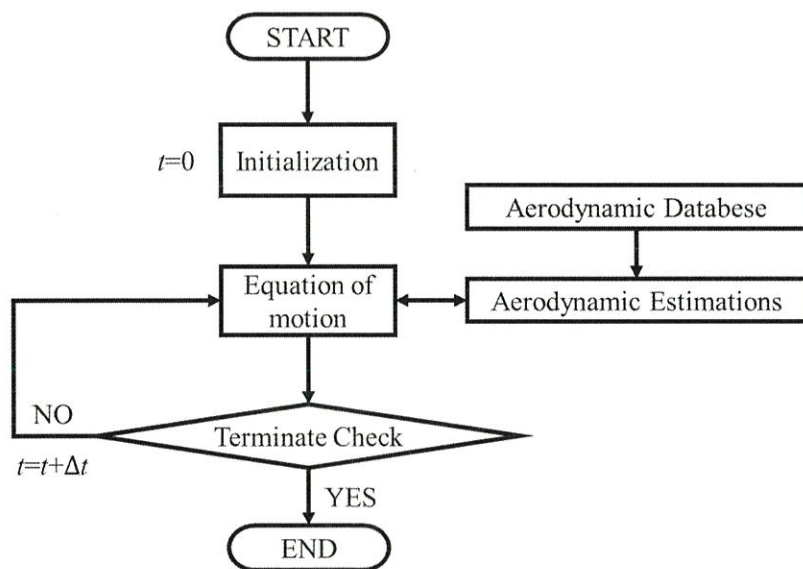


図 3-1 空力—飛行力学弱連成計算のフローチャート

3.2 空力データベースの構築

本研究では，機体に作用する空気力を迎角，マッハ数，エレベータ舵角の 3 変数に持つ

解空間として扱い，その解空間の把握に Kriging 法[40]を用いる．Kriging 法は鉞床の空間分布を予測するために考案され，大域的な平均値と局所的な偏差によって設計変数と目的関数を結びつける近似モデルである（A.4 参照）．空力係数については 2.6.2 節で示した巡航時の静的空力係数と 2.6.3 節で示した縦運動の動微係数を機体軸座標系に変換して用い，静的空力係数のみ先述した解空間として扱い，動微係数は定数として与える．エレベータ舵角による空力については，CFD 結果に風洞試験で得られた舵角の効果[19]を加算した．空力係数の補間式を以下に表す．

$$\begin{cases} C_x = C_x(\alpha, M, \delta e) + \frac{c}{2U} (C_{xq}q + C_{x\dot{\alpha}}\dot{\alpha}) \\ C_z = C_z(\alpha, M, \delta e) + \frac{c}{2U} (C_{zq}q + C_{z\dot{\alpha}}\dot{\alpha}) \\ C_m = C_m(\alpha, M, \delta e) + \frac{c}{2U} (C_{mq}q + C_{m\dot{\alpha}}\dot{\alpha}) \end{cases} \quad (3.1)$$

3.3 連成計算条件

Kriging 法によって空力補間を行う本連成計算の妥当性を評価するため，実機による飛行ログを取得した MABE-1 飛行試験を模擬した計算条件を与える．計算の初期値は，大気球からの切り離し時を想定し，正常な状態での飛行が行われたと考えられている切り離し後から 30 秒間を計算対象区間とする．ゼロ割防止のために初期鉛直速度として 0.01m/s を与えている．表 3-1 にその初期値をまとめる．また，計算に必要な情報として初期値の他にエレベータの制御入力がある．図 3-2 に示すように，エレベータ舵角の指令値と飛行時に計測された実測値が得られており，実際の飛行では動圧変化等の影響により指令値通りの舵角まで操舵できていなかったといえる．したがって，飛行試験ログと比較するために行う運動計算においては，実際の飛行に近づけるため実測値の時系列データを制御入力として与える．

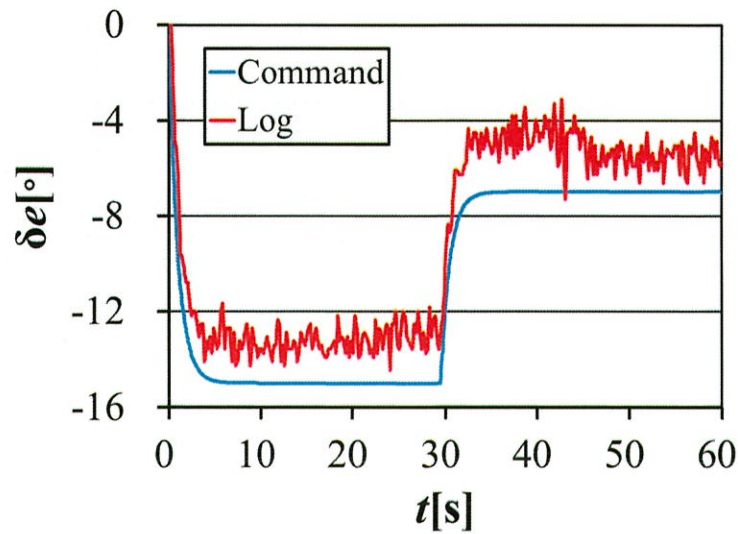


図 3-2 MABE-1 エレベータの制御入力と実測値

表 3-1 連成計算の初期条件

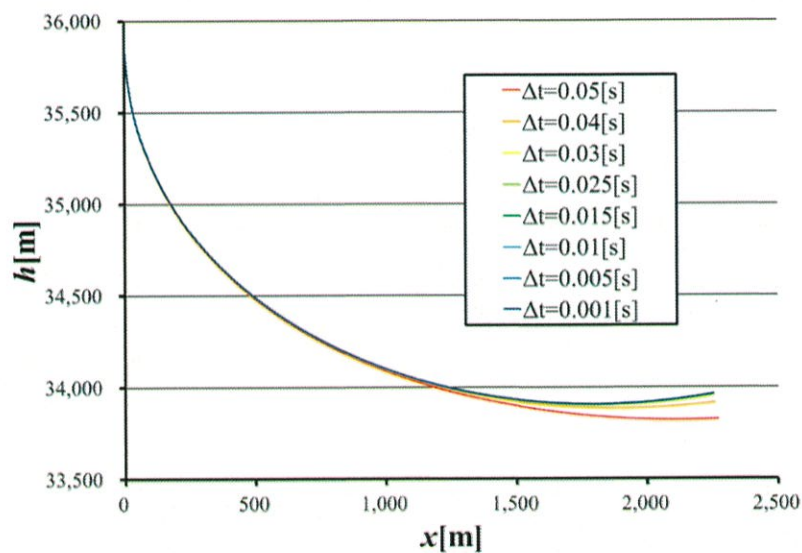
項目	数値	単位
高度	36	km
水平速度	0	m/s
鉛直速度	0.01	m/s
ピッチ角	-90	°
ピッチ角速度	0	°/s

3.4 計算結果

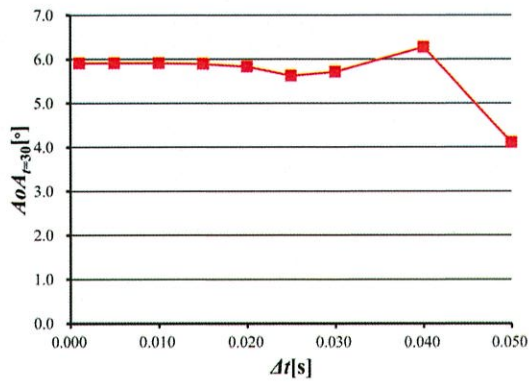
3.4.1 適正な時間刻み幅の調査

数値計算を行うにあたって時間刻み幅の設定は重要である。特に第 4 章で行う飛行経路最適設計では、連成計算の試行を数万回繰り返すため、計算精度を確保しつつも可能な限り大きな時間刻み幅を確保することが望ましい。したがって、適正値を求めるため、時間刻み幅 Δt を 0.001[s]から 0.05[s]まで適宜変化させつつ、大気球切り離し時から 30 秒間の滑

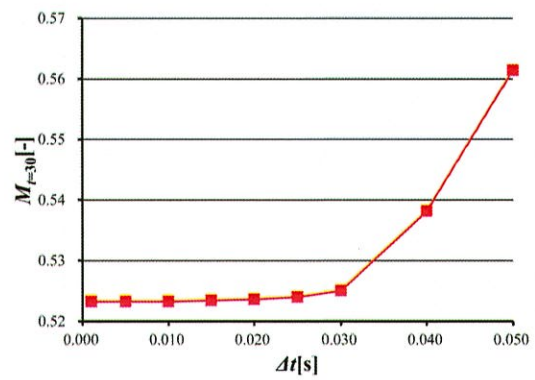
空飛行計算を行った。その計算結果を図 3-3(a)に示す。まず、飛行経路に着目すると、 $\Delta t=0.04$, $0.05[s]$ のケースは他の結果と差があることから、時間刻み幅としては数値が大きい。 $\Delta t=0.03[s]$ 以下のケースはいずれも概ね同一の飛行経路たどっており、飛行経路のみではこれ以上の考察は行えないため、図 3-3(b)~(d)示すように 30 秒飛行後の航空機の各最終状態値と Δt の関係を見る。飛行経路の場合と同様に、いずれの最終状態値を見ても $\Delta t=0.04$, $0.05[s]$ のケースは他の結果と大きく乖離している。 $\Delta t=0.03[s]$ 以下になると、 Δt が小さくなるにしたがって各状態値は収束していき、 $\Delta t=0.01[s]$ 以下になると変化はみられなくなった。したがって、本研究では $\Delta t=0.01[s]$ を採用する。



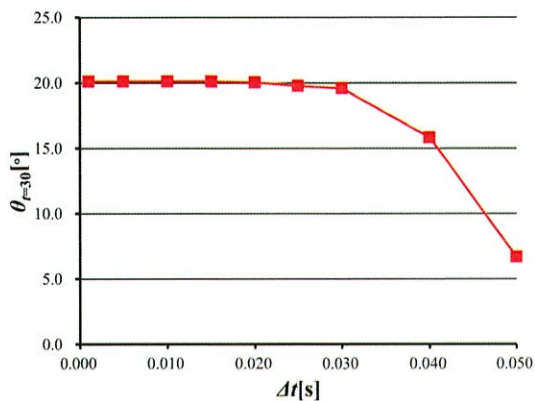
(a) 飛行経路



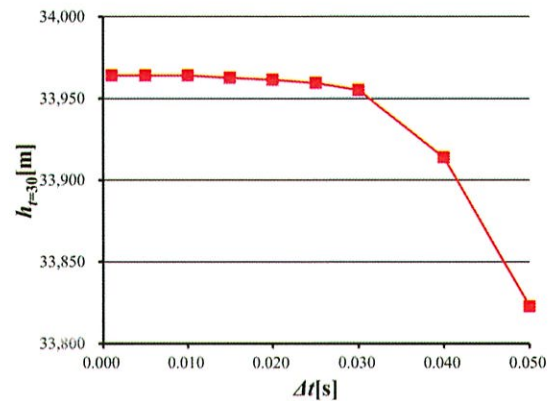
(b) 迎角



(c) マッハ数



(d) ピッチ角



(e) 高度

図 3-3 時間刻み幅を変化させた場合の飛行経路

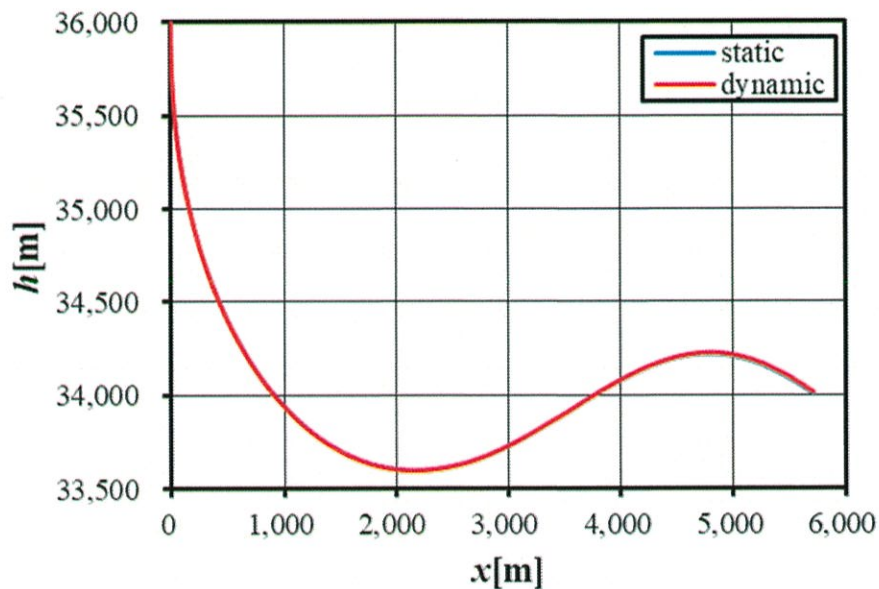
3.4.2 動的空力を考慮したことによる運動への影響

迎角、マッハ数、エレベータ舵角により定まる静的空力だけでなく、姿勢角速度と迎角速度により生じる動的空力も考慮した影響を調査するために、MABE-1 飛行試験のエレベータ制御入力による運動計算を行った。その結果を図 3-4 に示す。図 3-4(a), (c)の飛行経路とピッチ角の時間履歴に着目すると、動微係数を考慮したことによる影響はほぼ見られない。図 3-4(b), (d)に示す迎角とピッチ角速度については、静的空力のみとの結果と比べて、動的空力の結果は飛行全般にわたって振動の振幅を抑えていることがわかる。これは、MABE-1 の非定常 RANS 計算結果によると、迎角速度による動的空力は振動を増幅させる

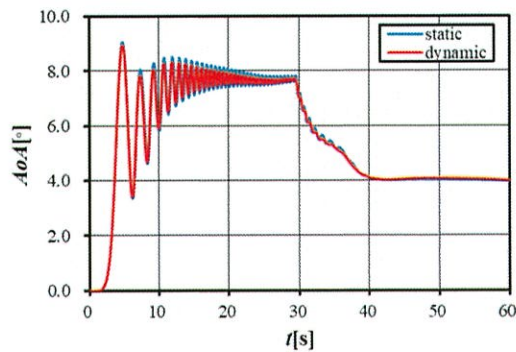
方向に作用するものの、ピッチ角速度による動的空力は振幅を減衰させる方向に作用するため、ピッチダンピングの効果により結果として迎角の振動も減衰したものと考えられる。

図 3-4(e)の C_m の時間履歴からも、動的空力の結果は静的空力の結果に比べて、ピッチングモーメントの増分が抑えられていることがわかり、動的空力も考慮した計算ではピッチダンピングを再現することで、静的空力だけの計算より適当な運動計算を行えたといえる。

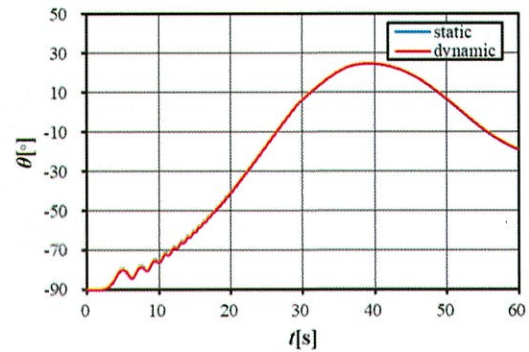
以上より、動的空力を考慮した空力データベースを構築したことによって、ピッチ角速度や迎角速度によって生じる空力が及ぼすピッチ運動の減衰を加味した運動計算を実行できることが確認でき、より実際の飛行に即した運動計算を行えたといえる。



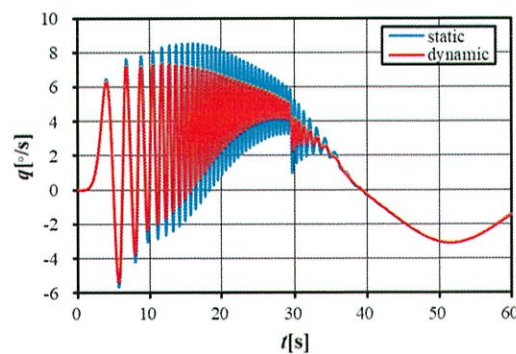
(a) 飛行経路



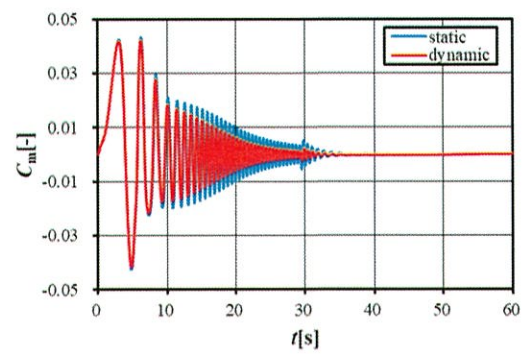
(b) 迎角



(c) ピッチ角



(d) ピッチ角速度



(e) ピッチングモーメント係数

図 3-4 動的空力を考慮した飛行経路

3.4.3 MABE-1 飛行試験との比較

運動の初期値は大気球からの切り離し時を想定し、高度 36km、静止状態、ピッチ角 -90° を与えた。運動計算については、全ての空力係数に CFD に基づく空力データベースからの推測値のみを用いた計算（ケース 1）、ケース 1 に動的な空力係数を付加した計算（ケース 2）飛行試験で取得された C_D 、 C_L の時間履歴を用いた計算（ケース 3）を行った。ケース 3 では C_m のみ空力データベースからの推測値を用いる。運動計算結果と飛行試験ログを図 3-5 に示す。図 3-5 の灰色の網掛けとしている箇所は、飛行試験でログは取得できたものの横揺れ、片揺れ共に不安定になっており、正常な飛行とならなかった時間である。

図 3-5 を見ると、ケース 1 の静的空力による計算とケース 2 の動的な空力による計算に差は見られない。図 3-5(a)の高度の時間履歴から、運動計算であるケース 1、2、3 は 25 秒付近まで一致しているが、飛行試験ログとは一致していない。マッハ数については、図 3-5(b)

より 20 秒付近までは運動計算と飛行試験ログいずれも概ね一致しているが、25 秒付近からケース 1, 2 は減少傾向にある。これは、高度履歴よりケース 1, 2 は 25 秒付近で高度損失がほぼ無く、引き起こしが完了しているが、飛行試験とケース 3 では引き起こしきれておらず、増速し続けているためと考えられる。図 3-5(c)に示す迎角履歴から、飛行試験は 20 秒付近まで迎角の振動が大きく、いずれの運動計算とも一致していない。しかし、20 秒以降の迎角振動が抑えられた後は、飛行試験とケース 1, 2 はよく一致している。ケース 3 については 20 秒以降で大きな迎角振動が生じているが、おおよその傾向は飛行試験、ケース 1 と近い。図 3-5(d)のピッチ角履歴は、飛行試験とケース 3 は 30 秒付近までよく一致しているが、ケース 1, 2 は 10 秒付近からずれが生じており、速やかに引き起こされている。図 3-5(e)の揚力履歴を見ると、飛行全体を通してケース 1, 2 は飛行試験に比べて揚力が小さい。一方で、図 3-5(f)の抗力履歴を見ると、ケース 1, 2 と飛行試験は 20 秒付近までよく一致しているが、20 秒以降はケース 1, 2 の方が大きな抗力となる。このように、運動計算結果と飛行試験の比較において、抗力に比べて揚力のずれが大きい原因として、本研究では運動計算は 3 自由度で行っているが、飛行試験では飛行開始直後から大きなロール運動が生じているため、計算に 6 自由度運動の影響を加味できていないことが挙げられる。ロール運動により、回転軸に垂直に近い方向の力である揚力には影響を及ぼすと考えられることから、運動計算プログラムを 6 自由度に拡張した計算が今後必要である。また、飛行試験では主翼の空力弾性変形により揚力が低下した可能性が指摘されており[16]、この点についても考察する必要があるが、図 3-5(b)(e)より切り離し直後の低速な区間、すなわち低動圧であり空力弾性変形が小さいと考えられる状態においても運動計算の方が揚力を大きく計算していることから、ロール運動の影響を加味することが重要であるといえる。

以上より、飛行試験とケース 1, 2 はマッハ数、迎角、ピッチ角が概ね一致していることから、運動計算プログラムは 3 自由度運動を妥当に計算できていると言える。また、空力データベースによる C_m 変化の推定も概ね妥当である。

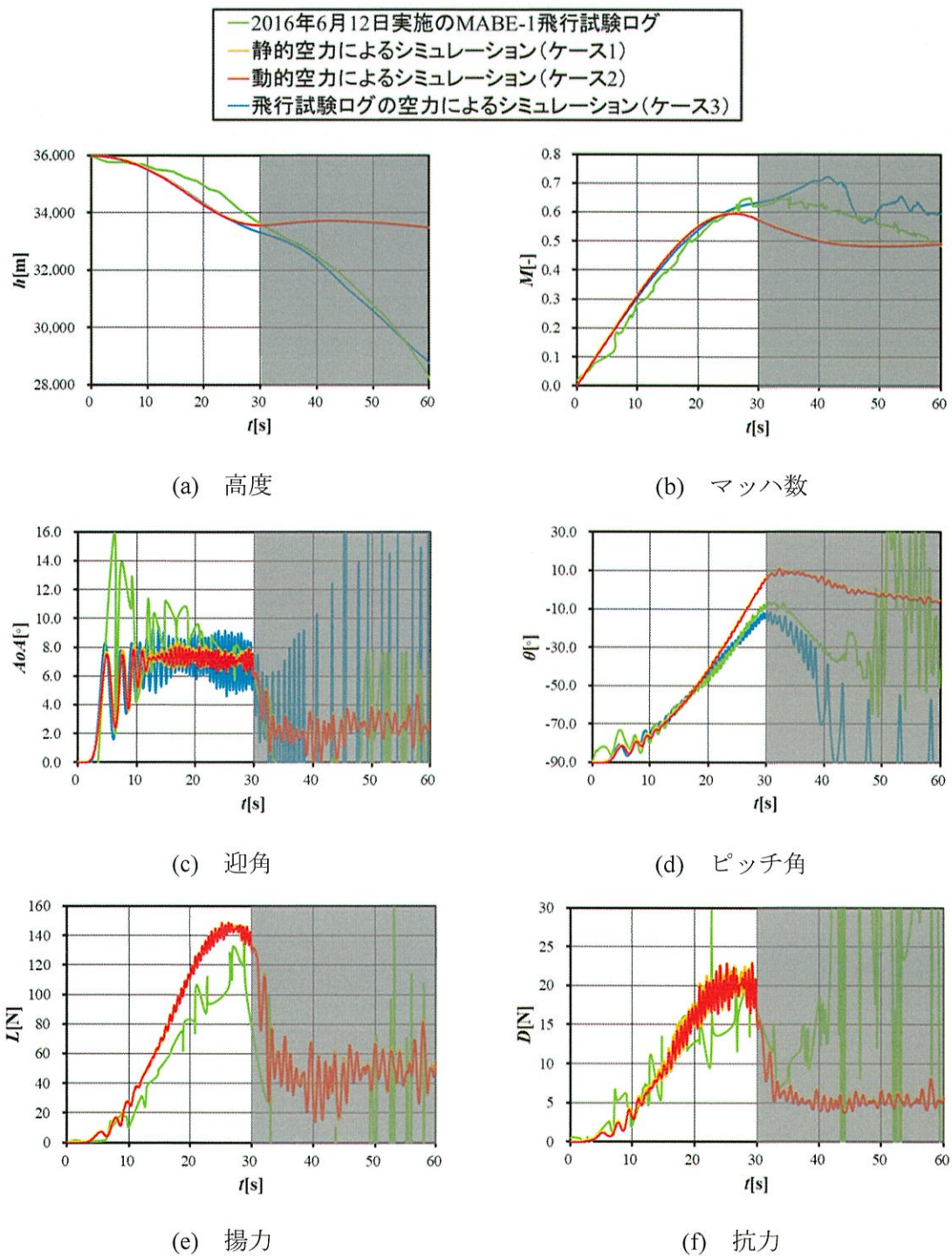


図 3-5 MABE-1 の飛行経路計算結果

第4章 飛行経路最適設計

4.1 最適化手法

MABE-1, 2 の飛行試験における引き起こし飛行の最適設計を行うための手法について説明する。本研究では最適設計を最適制御問題として扱い、最適化手法として遺伝的アルゴリズム[41]を用いる。遺伝的アルゴリズムとは、生物が環境に適応して進化していく過程を模擬した学習的アルゴリズムであり、ある世代を形成している個体集合の中で、環境に適応した優秀な個体が高い確率で生き残り、次の世代に子を残すメカニズムとなっている。個体の集団のことを母集団と呼び、この母集団に対して選択、交叉、突然変異といった遺伝的操作を繰り返し行うことによって解探索を行う。最適化のフローチャートを図 4-1 に示す。

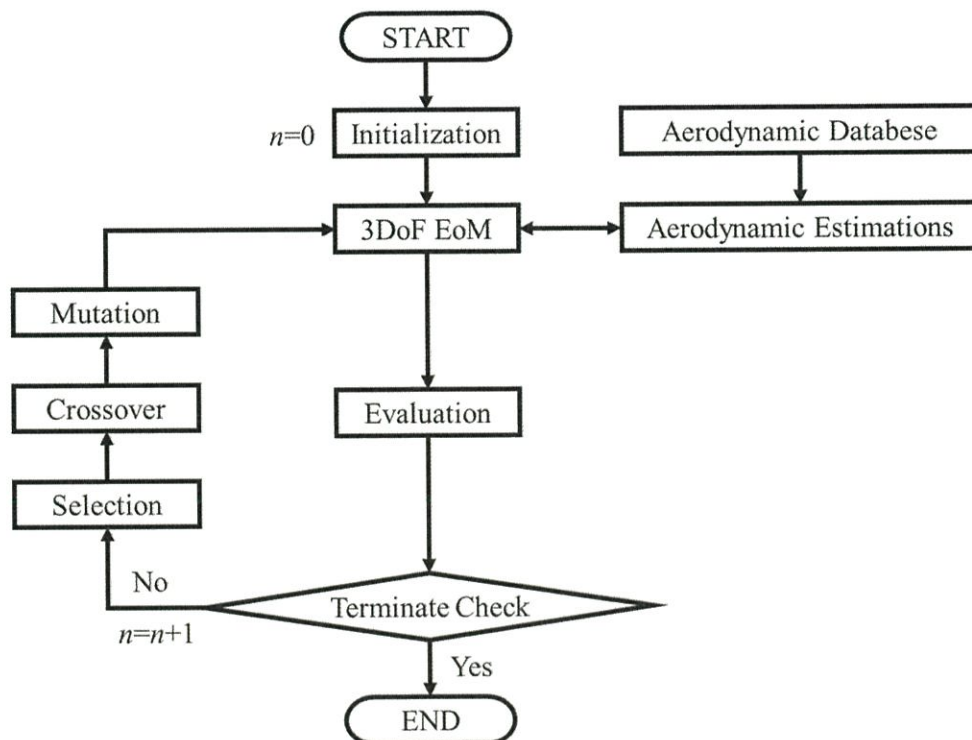


図 4-1 最適化のフローチャート

4.2 問題設定

本研究では、高度 36km からの大気球からの切り離しから、飛行経路角が 0° となる引き起こし終了までの区間を対象とし、その間に遭遇する最大荷重倍数の最小化を目的とする。MABE-2 が予定する飛行試験の飛行時間は 120 秒間であり、その間に引き起こしフェーズ 30 秒弱、定常滑空フェーズ 90 秒を実施しなければならない[42]。したがって、速やかな引き起こしが行えれば、定常滑空フェーズで余裕をもった空力計測を行えると考え、引き起こし時間の最小化も目的とする。エレベータ舵角を設計変数とし、制御点は 1 秒間に 5 点与える。したがって、最適化問題は以下に示す 2 目的最小化問題となる。

$$\begin{cases} \text{minimize : } l_{f_{\max}} \\ \text{minimize : } t_f \\ \text{subject to } \gamma(t_f) = 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

ここで、 $l_{f_{\max}}$ は飛行で遭遇する最大の荷重倍数、 t_f は引き起こし終了時間である。MABE-2 の飛行計画では大気球からの切り離しから 5 秒間は、大気球のゴンドラと機体との接触を避けるためにエレベータ舵角 0° で固定されるため、最適化の初期値は 5 秒間自由落下させた後の機体状態値を用いる。機体の状態値が空力データベースの範囲を逸脱した場合、計算は打ち切られる。

上記の 2 目的最小化問題を解く方法として、Non-dominated Sorting Genetic Algorithm-II (NSGA-II) [43][44] に制約違反の総量を考慮した支配の概念を導入した Constrained NSGA-II (CNSGA-II) [45] を用いる。本手法では、目的関数値と制約違反量を別々に取り扱うことで、実行不可能解を実行可能解へと進化させることができる特徴を持つ。本研究では 30 個体、10000 世代で計算を行い、初期個体は一様乱数を用いてランダムに生成される。

4.3 最適化結果

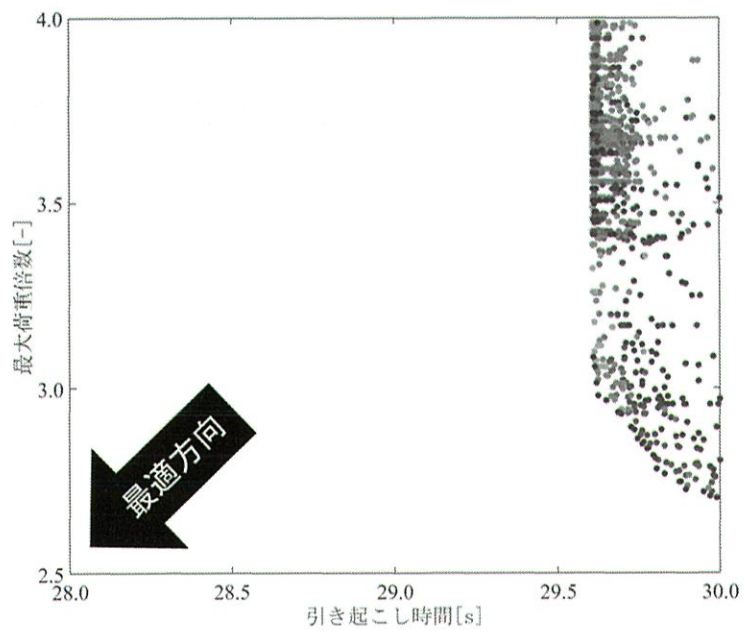
4.3.1 最大荷重倍数最小化と引き起こし時間最小化の 2 目的最適化

4.2 節で示した問題設定で行った最適化結果を図 4-2 に示す。図 4-2(a), (b)を見ると

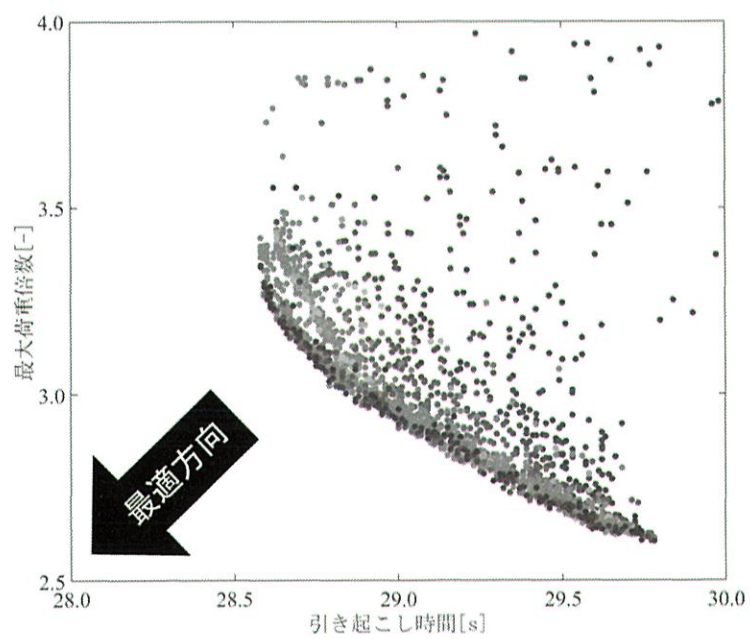
MABE-1, 2 共にパレート面上に最大荷重倍数は幅広く分布しているものの、引き起こし時間についてはパレート解集合内で、最も時間がかかる経路と最短時間で飛行できる経路との差は MABE-1 で約 0.5 秒, MABE-2 で約 1.5 秒と大幅な改善はみられない。

荷重倍数最小解と引き起こし時間最小解の飛行経路の比較を行うため, MABE-1, 2 の飛行経路を図 4-3, 図 4-4 に示す。まず, 図 4-3(a), 図 4-4(a)を見ると, $l_{f_{\max}}$ 最小解の方が t_f 最小解よりも高い高度を飛行している。これは飛行全体を通して緩やかに引き起こすことで最大荷重倍数を小さくするためと考えられ, 図 4-3(e), 図 4-4(e)に示すエレベータ舵角履歴より, $l_{f_{\max}}$ 最小解は t_f 最小解よりも早期に大きな舵角をとっている。この操舵により, 図 4-3(c), 図 4-4(c)に示すように迎角が大きくなることで揚力を獲得し, 結果として図 4-3(f), 図 4-4(f)に示す経路角履歴からもわかるように $l_{f_{\max}}$ 最小解は t_f 最小解よりも早期に引き起こしがなされると考えられる。図 4-3(a), 図 4-4(a)に示すマッハ数履歴を見ると, MABE-1, 2 どちらも 15 秒付近までは, $l_{f_{\max}}$ 最小解と t_f 最小解に差は見られないが, 15 秒以降は t_f 最小解の方が $l_{f_{\max}}$ 最小解よりも大きな値をとっている。このマッハ数履歴に近い傾向が図 4-3(d), 図 4-4(d)に示す荷重倍数履歴にも見られる。増速に伴う動圧の上昇が荷重倍数の増加に寄与することから, 荷重倍数を抑えた引き起こしには如何に増速を抑えるかが重要であるといえる。図 4-3(b)に示す MABE-1 の迎角履歴より, 概ね迎角 9° 以下で飛行できている。一方, 図 4-4(b)に示す MABE-2 の迎角履歴を見ると, 18 秒以降になると迎角 10° 以上で飛行しており, 石井翼の LES 結果[22]によれば主翼は失速状態に陥っている。MABE-1, 2 は失速しても揚力は緩やかに増加していくものの, ロール不安定に陥る可能性があることから避けることが望ましいとされている[46]。

引き起こし時間については大幅な改善は見られず, MABE-2 については迎角 10° 以上の高迎角での飛行となってしまうことから, 以上を踏まえて次節では目的関数を, 最大荷重倍数と, 飛行中の最大迎の最小化の 2 目的最小化問題とした飛行経路の最適設計結果を示す。

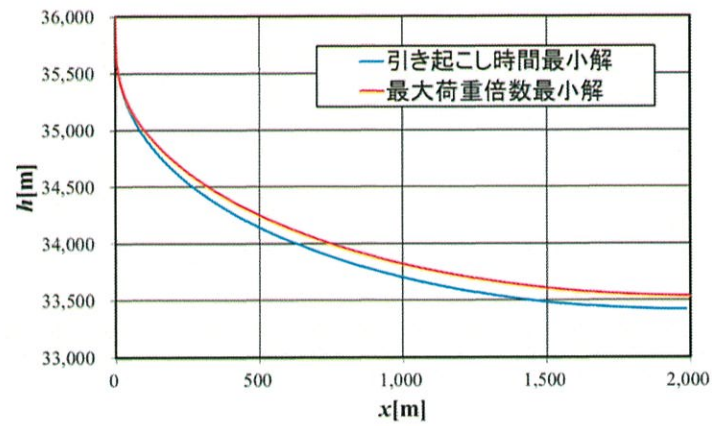


(a) MABE-1

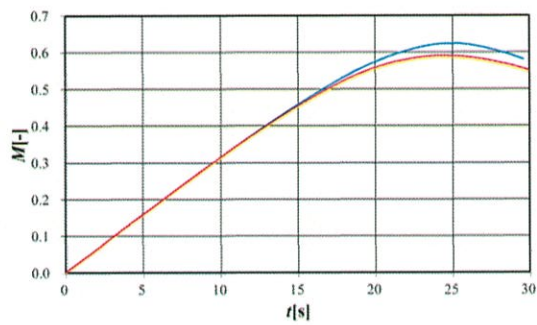


(b) MABE-2

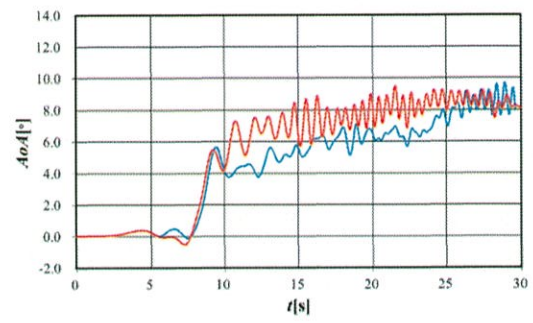
図 4-2 実行可能解の分布



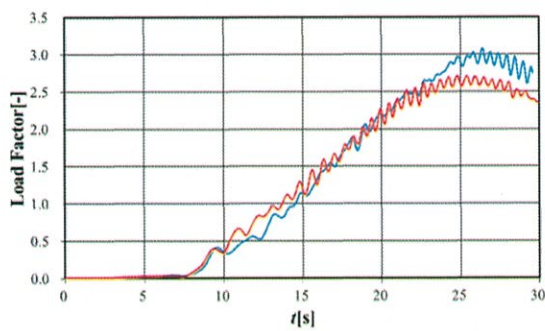
(a) 飛行経路



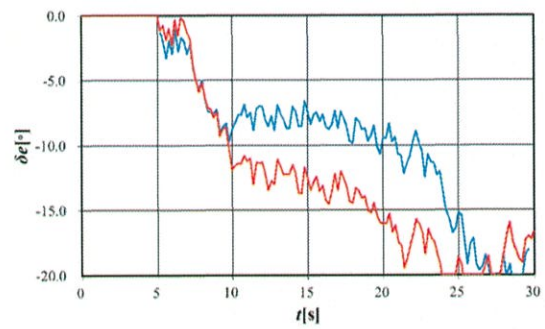
(b) マッハ数



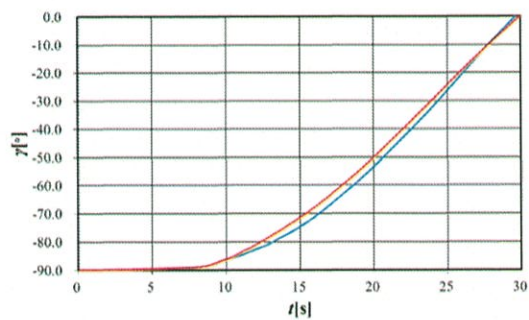
(c) 迎角



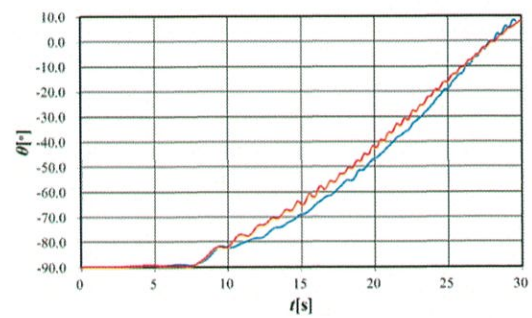
(d) 荷重倍数



(e) エレベータ舵角

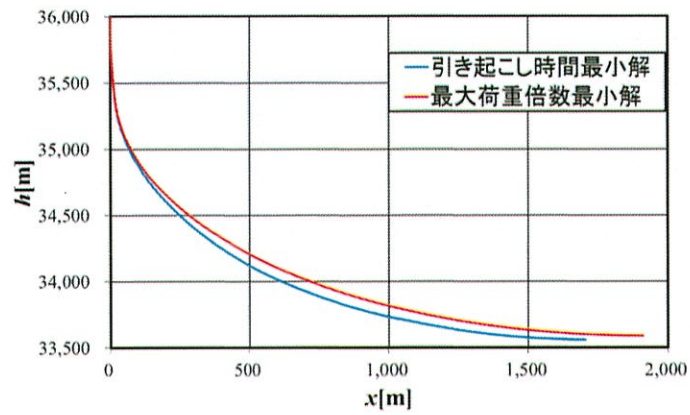


(f) 飛行経路角

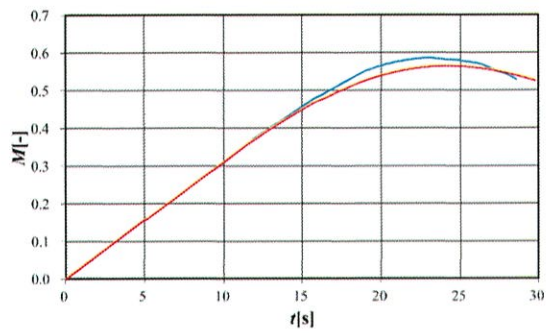


(g) ピッチ角

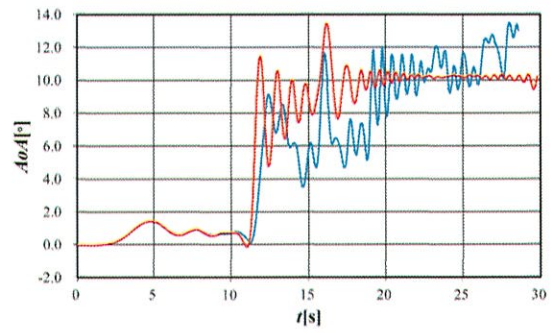
図 4-3 MABE-1 の飛行経路



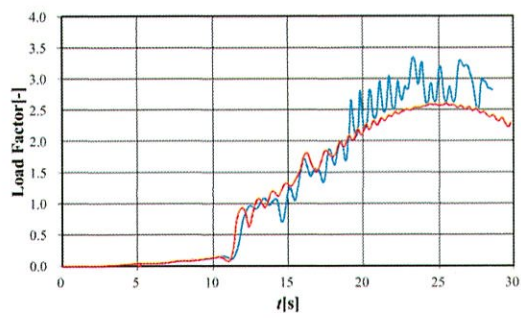
(a) 飛行経路



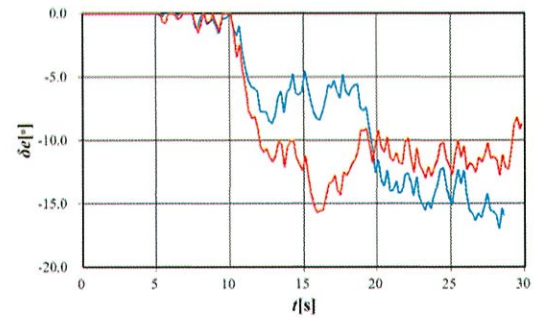
(b) マッハ数



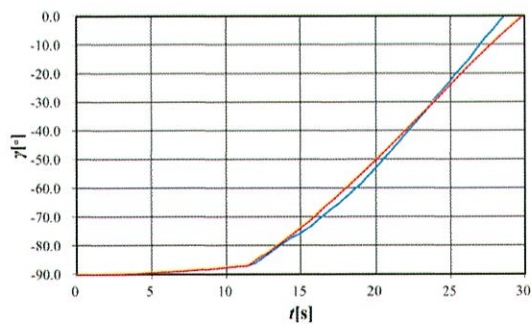
(c) 迎角



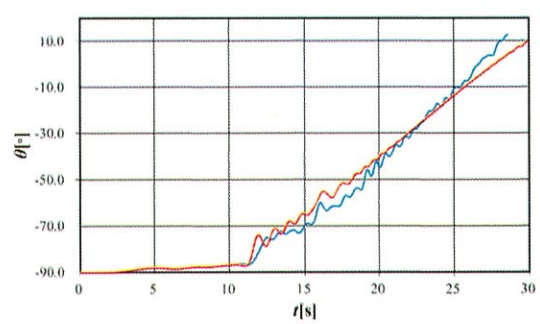
(d) 荷重倍数



(e) エレベータ舵角



(f) 飛行経路角



(g) ピッチ角

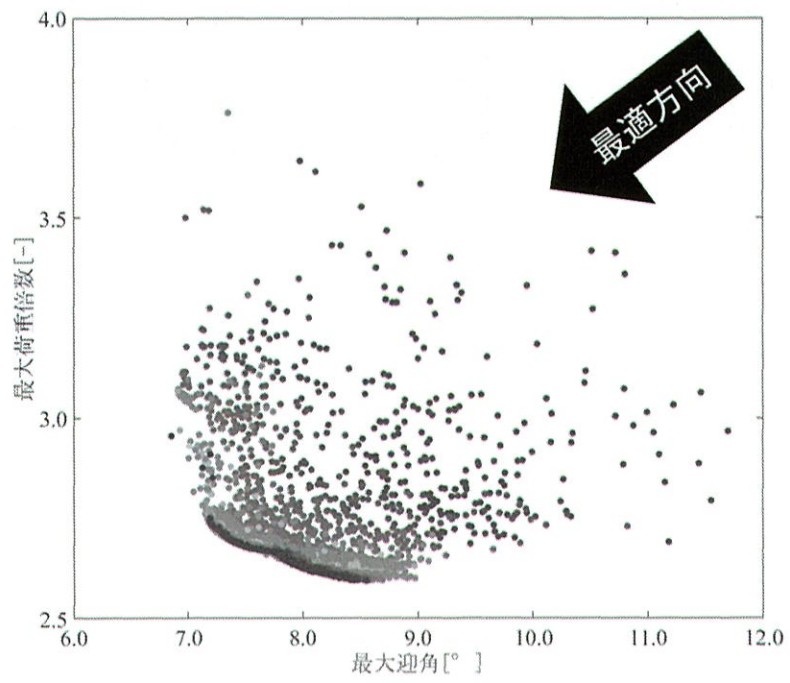
図 4-4 MABE-2 の飛行経路

4.3.2 最大荷重倍数最小化と最大迎角最小化の2目的最適化

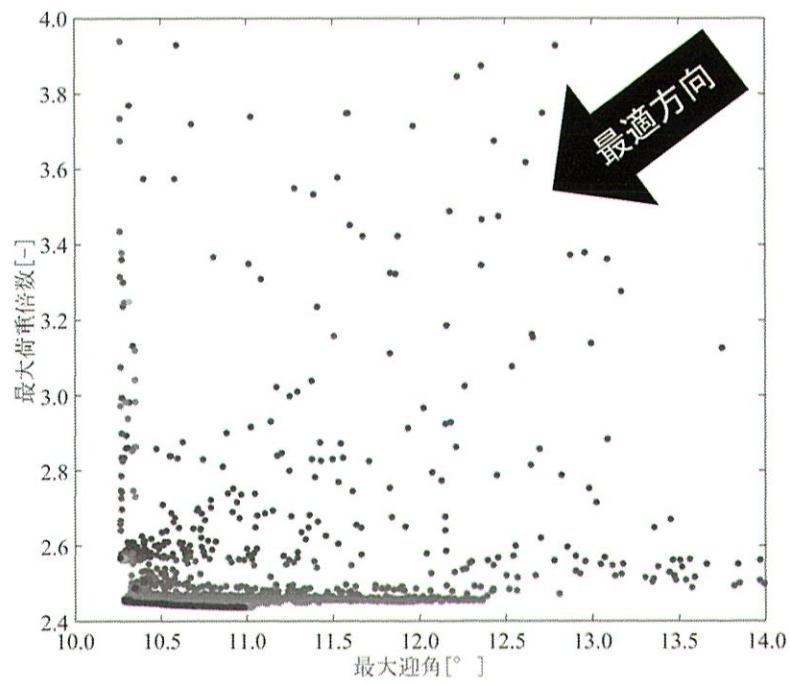
前節で提示した問題設定で行った最適化結果を図 4-5 に示す。図 4-5 (a)に示す MABE-1 の最適化結果を見ると、飛行で遭遇する最大迎角は、石井翼の失速迎角である 9° [22]以下である迎角 7° から 9° にパレート解が集中しており、かつ、最大荷重倍数も 4.3.1 節の最適化結果と同程度小さい値を得られたため、失速迎角に至らない範囲で最大荷重倍数が小さくなる飛行経路を探索できているといえる。図 4-5 (b)に示す MABE-2 の最適化結果を見ると、最大荷重倍数は MABE-1 の最適化結果や、4.3.1 節に示した MABE-2 の最適化結果より小さい値の解が求められたものの、最大迎角は迎角 10.3° から 11° の間にパレート解が集中しており、失速迎角以下での飛行は達成できていない。

得られた MABE-1, 2 の荷重倍数最小解について、図 4-6 にそれぞれの計算結果を示す。図 4-6(a)の飛行経路より、MABE-2 は MABE-1 よりも高い高度を飛行しており、図 4-6(f)の経路角履歴からも、わずかに早く引き起こされている。図 4-6(e)のエレベータ舵角履歴を見ると、MABE-1, 2 とともに 5 秒から負に舵角を与え始め、15 秒付近まで同様の操舵履歴となっている。15 秒以降、MABE-1 は舵角 -15° 付近を維持しているのに対し、MABE-2 は 30 秒にかけて舵角を -15° から -10° へと徐々に変化させている。この操舵によって図 4-6(c)に示す迎角履歴のように、15 秒以降、MABE-1 は迎角 8° 、MABE-2 は迎角 10° と概ね一定の迎角に保持している。2.6.2 節で示したように、MABE-1, 2 巡航時の C_L 、 C_D はほぼ等しいことから、 C_m の違い、もしくはエレベータの空力微係数がこの差を生んでいると考えられ、MABE-2 の重心位置を調整することで最適化結果が改善される可能性がある。

エレベータ舵角について、本節の最適化結果では前述したように 5 秒からすぐに負に舵角を与えて迎角を上昇させている一方、4.3.1 節では、MABE-1 は約 8 秒、MABE-2 は約 11 秒まではエレベータ舵角を大きくは切らず低迎角を保持している。4.3.1 節では引き起こし時間を目的関数にしていたことから、この低迎角での飛行区間が引き起こし時間の短縮に寄与すると考えられる。

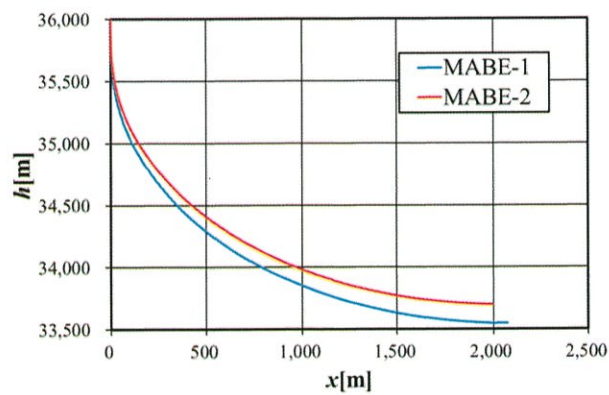


(a) MABE-1

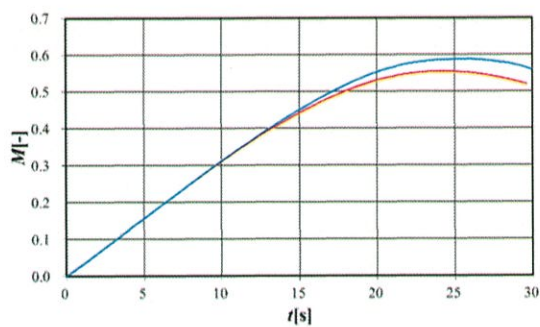


(b) MABE-2

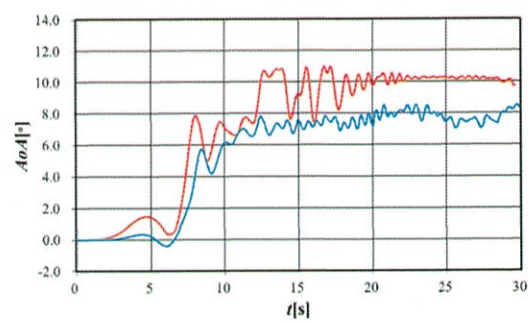
図 4-5 実行可能解の分布



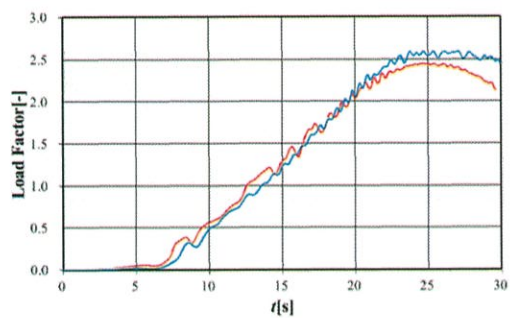
(a) 飛行経路



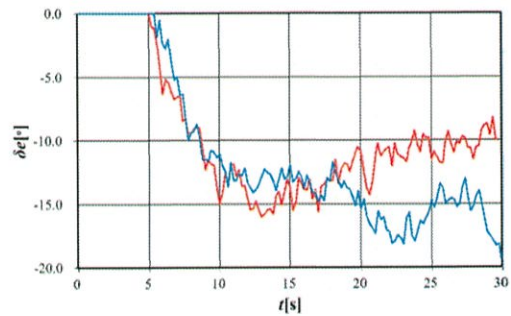
(b) マッハ数



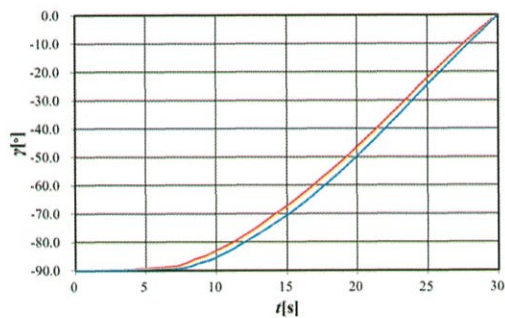
(c) 迎角



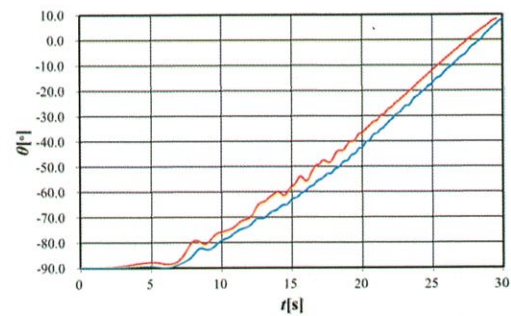
(d) 荷重倍数



(e) エレベータ舵角



(f) 飛行経路角



(g) ピッチ角

図 4-6 MABE-1, MABE-2 の最大荷重倍数最小解

第5章 結論

本研究では, MABE-2 飛行試験に向けて知見が不足していた試験機の巡航時空力特性と動的空力特性について, CFD を援用した調査を行った. また, 得られた空力特性を用いて空力—飛行力学連成計算を実施し, MABE-1 飛行試験の試験結果と比較を行うことで, 連成計算の妥当性を評価した. そして, MABE-1, 2 の引き起こし飛行における最適な飛行経路を遺伝的アルゴリズムにより探索した. その結果, 以下の知見を得ることができた.

次に, 巡航時空力特性に関して, MABE 飛行試験で想定される飛行条件での広範囲な CFD を行った結果, MABE-1, 2 で C_L , C_D に大きな差はみられなかったものの, C_m については MABE-1 よりも MABE-2 の方が静安定を確保できていることがわかった. また, 飛行条件によって主翼上の流れ場が大きく異なり, 翼面上に生じる層流剥離泡の挙動が空力係数に影響を及ぼしていることが判明した.

動的空力特性について, MABE-2 はピッチ, ロール, ヨー回転に対して減衰を与えるように空気が作用し, 動安定に寄与していることを確認した. MABE-2 の短周期モード, ダッチロールモード, スパイラルモード, ロールモードを近似式より求め, 短周期モードの無次元振動数は 0.05 より十分に小さいことから, 運動計算は定常空気力による評価で差し支えないことを確認した. ダッチロールモードの実数根が負の値であることから, 減衰振動であることがわかった. スパイラルモード, ロールモードについても固有値が負の値のため, 減衰運動であることがわかった.

空力—飛行力学連成計算では, 動的空力特性を加味した計算を行うことで, 縦回転運動によって生じる減衰力を考慮した運動を記述できた. また, MABE-1 飛行試験を模擬した計算結果と飛行試験ログとの比較を行い, 本研究で用いた運動計算プログラムは 3 自由度運動を妥当に計算しており, 空力データベースによる C_m 変化の推定は概ね妥当であることがわかった.

飛行経路最適設計では, MABE-1, 2 の引き起こし飛行における最大荷重倍数と引き起こ

し時間の 2 目的最適化を行った。引き起こし時間は計画されている 30 秒に対して, MABE-1 は約 0.5 秒, MABE-2 は約 1.5 秒の短縮に留まり, 大幅な改善は見られなかった。最大荷重倍数は, MABE-1 は約 2.7, MABE-2 は約 2.6 となったが, MABE-2 は主翼翼型の失速迎角以下での飛行経路を探索できなかった。そこで, 最大荷重倍数と最大迎角の 2 目的最大化を行ったものの, 失速迎角以下での飛行経路を探索できなかったため, 今後は他の最適化手法や重心位置の調整による更なる検討が必要である。

謝辞

本研究を進めるにあたり，多大なるご指導，ご教授くださり，また，大学院から研究室に所属する私を温かく迎えてくださった首都大学東京大学院システムデザイン研究科システムデザイン専攻航空宇宙システム工学域金崎雅博准教授に心より感謝の意を表します．

本研究で行った CFD の多くは，金崎准教授の所属する火星探査航空機ワーキンググループ空力班としての活動の中で得た情報や知見に基づくものが多々あります．そのような環境に私を迎えてくださり，MABE-2 に向けて CFD を用いた空力に関する様々な調査を任せていただいたワーキンググループの先生方に心より感謝申し上げます．

日々の研究活動において，数多の議論や助言を行ってくださった金崎研究室の皆様に感謝いたします．研究にひたむきな皆様のおかげで，博士前期課程の 2 年間は非常に充実したものとなりました．

参考文献

- [1] 臼井寛裕, 宮本英昭 : 次世代火星探査に向けて : 探査史および将来探査計画, 地球化学 48, pp.221-230, 2014..
- [2] M. D. Johnston, J. E. Graf, R.W. Zurek, et al. : The Mars Reconnaissance Orbiter Mission: From Launch to the Primary Science Orbit, IEEE Aerospace Conference, 2007.
- [3] F. Abilleira, A. Halsell, M. K. Chung, et al. : 2018 MARS INSIGHT MISSION DESIGN AND NAVIGATION OVERVIEW, AAS/AIAA Astrodynamics Specialist Conference, 2018.
- [4] A. A. Fraeman, L. A. Edgar, J. P. Grotzinger, et al. : CURIOSITY' S INVESTIGATION AT VERA RUBIN RIDGE, 49th Lunar and Planetary Science Conference, 2018.
- [5] 永井大樹 : 火星探査航空機実現のための空力課題とその現状, 第 46 回流体力学講演会 / 第 32 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, JSASS-2014-2049, 2014.
- [6] K. Fujita : Studies on a Mars Airplane with Aerial Deployment Technique, Doctor Thesis, B2TD1606, TOHOKU UNIVERSITY, 2013.
- [7] R. D. Braun, H. S. Wright, M. A. Croom, J. S. Levine, D. A. Spencer: Design of the ARES Mars Airplane and Mission Architecture, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 43, No. 5, pp. 1026-1034, 2006.
- [8] B. M. Jakosky, R. P. Lin, J. M. Grebowsky, et al. : The Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN) Mission, SPACE SCIENCE REVIEWS, Vol. 195, pp. 3-48, 2005.
- [9] W. J. F. Koning, W. Johnson, H. F. Grip, et al. : Improved Mars Helicopter Aerodynamic Rotor Model for Comprehensive Analyses, ntrs.nasa.gov, 2018.
- [10] 大山聖 : MELOS1 に向けた火星飛行機の概念検討, 第 54 回宇宙科学技術連合講演会, 3F01, 2010.
- [11] 大山聖, 永井大樹, 得竹浩, 藤田昂志, 安養寺正之, 豊田裕之, 宮澤優, 米本浩一, 岡本正之, 野々村拓, 元田敏和, 竹内伸介, 鎌田幸男, 大槻真嗣, 浅井圭介, 藤井孝

- 藏：火星飛行機の高高度飛行試験（MABE-1）の概要，日本航空宇宙学会第 48 期年会講演会，JSASS-2017-1016，2017.
- [12] K. Fujita, H. Nagai and A. Oyama: Robust Aerial Deployment of Mars Airplane with Tilted Folding-Axis, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, AIAA SciTech Forum, AIAA2016-0023, 2016.
- [13] 古澤善克，北村圭一：迎角を変化させた際のプロペラ／固定翼空力干渉の特性調査に関する数値解析，第 63 回宇宙科学技術連合講演会，JSASS-2019-4539，2019.
- [14] 安養寺正之，岡本正人，藤田昂志，永井大樹，大山聖：火星飛行機の高高度飛行試験（MABE-1）における空力特性，日本航空宇宙学会第 48 期年会講演会，JSASS-2017-1018，2017.
- [15] 大山聖：第 1 回火星飛行機の高高度飛行試験レビュー会，2016.
- [16] 大山聖：第 2 回火星飛行機の高高度飛行試験レビュー会，2016.
- [17] 富澤海，藤田昂志，大山聖，永井大樹，金崎雅博：火星探査航空機次期大気球試験機に向けた設計検討と CFD による基礎空力特性，第 61 回宇宙科学技術連合講演会，JSASS-2017-4288，2017.
- [18] 水上諒，大山聖，竹内伸介，高野敦：火星探査航空機主翼の設計製作と剛性試験，日本航空宇宙学会第 50 期年会講演会，JSASS-2019-1053，2019.
- [19] 谷口翔太，大山聖，岡本正人，安養寺正之，永井大樹：FASTAR および風洞試験による火星飛行機の高高度飛行試験(MABE2) の 飛行試験機の空力特性評価，第 51 回流体力学講演会／第 37 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム，JSASS-2019-2034，2019.
- [20] 宮地佑介，布田翼，安部明雄，佐々修一：火星飛行機の実証実験機の動特性評価，平成 29 年度日本大学理工学部学術講演会予稿集，K7-29，2018.
- [21] 小池勝，石井満：ハンドランチグライダーの空力性能，日本航空宇宙学会論文集 Vol.57，

- No.663, pp. 166-174, 2009.
- [22] 野々村拓, 小嶋亮次, 安養寺正之, 大山聖, 藤井孝蔵: LES による石井翼 ($Re=23,000$) の空力特性評価, 第 43 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2011, 2011.
- [23] 近藤勝俊, 安養寺正之, 岡本正人, 野々村拓, 大山聖, 藤井孝蔵, 山本誠: 低レイノルズ数における尾翼の舵効き性能評価, 平成 25 年度宇宙航行の力学シンポジウム, 2013.
- [24] K. Tomisawa, K. Fujita, A. Oyama, H. Nagai, M. Kanazaki: Mars Airplane Design for the Next Balloon Experiment and Its Aerodynamic Characteristics Using CFD, 14th International Conference on Flow Dynamics, CRF-18, 2017.
- [25] J. Winslow, H. Otsuka, B. Govindarajan, I. Chopra : Basic Understanding of Airfoil Characteristics at Low Reynolds Numbers (10^4 – 10^5), Journal of Aircraft, Vol. 55, No. 3, pp. 1051-1061, 2018.
- [26] S. Obayashi: Convergence Acceleration of a Navier-Stokes Solver for Efficient Static Aeroelastic Computation, AIAA Journal, Vol. 33, No. 6, pp. 1134-114, 1995.
- [27] F. R. Menter, M. Kuntz and R. Langtry: Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model,” Turbulence, Heat and Transfer 4, pp. 625-632, 2003.
- [28] S. Yoon, A. Jameson : Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations, AIAA Journal, Vol.26, No.9, pp.1025-1026, 1988.
- [29] R. B. Langtry, F. R. Menter : Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes, AIAA Journal, Vol. 47, No. 12, pp. 2894-2906, 2009.
- [30] A. Hashimoto, K. Murakami, T. Aoyama, K. Ishiko, M. Hishida, M. Sakashita, P. Lahur : Toward the Fastest Unstructured CFD Code “FaSTAR” , AIAA-2012-1075, 2012.
- [31] 橋本敦, 橋爪幹人, 砂田茂, 村上桂一, 上野真: Standard Dynamics Model における空力

- 微係数の定常・非定常解析，第 44 回流体力学講演会／航空宇宙数値シミュレーション
技術シンポジウム 2012，2012.
- [32] J. Blazek : Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications, Second Edition.
Elsevier Science, 2006.
- [33] 中橋和博：流体数値解析における格子生成法の動向，日本風工学会誌，第 86 号，pp. 39-49，
2001.
- [34] A. Hashimoto, K. Murakam, T. Aoyama, P. Lahur: Lift and Drag Prediction Using Automatic
Hexahedra Grid Generation Method: AIAA-2009-1365, 2009.
- [35] 加藤寛一郎，大屋昭男，柄沢研治（1982-1992）『航空機力学入門』東京大学出版会.
- [36] 李家賢一：翼型上に生ずる層流剥離泡，日本流体力学会誌「ながれ」22 巻（2003）1 号，
2003.
- [37] 藤井孝蔵，浅田健吾：低レイノルズ数流れに対する CFD 研究の現状と将来，日本航空
宇宙学会第 48 期年会講演会，JSASS-2017-1015，2017.
- [38] 神田翔，互井梨絵，大竹智久，本橋龍郎：Ishii 翼型の空力特性と流れ場，平成 24 年度
日本大学理工学部学術講演会予稿集，K3-47，2013.
- [39] T. G. Grabowski, E. Marcinkiewicz, C. Galinski : Comparison of traditionally calculated
stability characteristics with flight test data of PW-6U sailplane, 4th CEAS Air & Space
Conference, 2013.
- [40] 正路徹也，小池克明：クリギング：誤差を考慮した空間データの補間，日本地熱学会
誌，第 29 巻，第 4 号，pp. 183-194，2007.
- [41] 北野宏明：遺伝的アルゴリズム，人工知能学会誌，Vol. 7，No. 1，pp. 26-37，1992.
- [42] 大山聖，永井大樹，藤田昂志，安養寺正之，岡本正人，金崎雅博，安部明雄，佐々修
一，得竹浩，高野敦，満武勝嗣：火星飛行機の高高度飛行試験計画 MABE2 の概要，
第 63 回宇宙科学技術連合講演会，JSASS-2019-4533，2019.

- [43] K. Deb, "Multi-Objective Optimization Using Evolutionary Algorithms," John Wiley & Sons Ltd, 2001.
- [44] K. Deb, "A Fast and Elitist Multiobjective Genetic Algorithm NSGA-II,," IEEE, IEEE Transactions on Evolutionary Computation, pp182-197, 2002.
- [45] K. Deb, A. Pratap, S. Agarwal, T. Meyarivan : A Fast and Elitist Multiobjective Genetic Algorithm: NSGA-II, IEEE Transactions On Evolutionary Computation Vol. 6, No. 2, pp182-197, 2002.
- [46] 安部明雄：火星探査航空機レビュー会_航法誘導制御と評価，2019.

Appendix

A. 数値計算手法

A.1 三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式

本研究では基礎方程式として以下の圧縮性 Navier-Stokes 方程式を解く.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V Q dv + \int_S \left[F(Q) - \frac{1}{Re} F_v(Q) \right] \cdot ds = 0 \quad (\text{A.1})$$

ここで, Q は保存量ベクトルで, F は非粘性ベクトル, F_v は粘性ベクトル, ds は面積の絶対値を持つ外向き垂直方向ベクトルである. それぞれ書き下すと,

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix}, F(Q) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e+p)u \end{pmatrix} i + \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e+p)v \end{pmatrix} j + \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e+p)w \end{pmatrix} k \quad (\text{A.2})$$

$$F_v(Q) = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \beta_x \end{pmatrix} i + \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \beta_y \end{pmatrix} j + \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ \beta_z \end{pmatrix} k$$

となる. ρ は密度, u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の速度, e は単位体積あたりの全エネルギー, p は圧力である. i, j, k はそれぞれ x, y, z 方向の単位ベクトルである. また, ニュートン流体の粘性応力テンソルは,

$$\tau_{ij} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + 2\mu \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.3})$$

と記述でき, Stokes の仮定(体積粘性率が 0, すなわち $\tau_{ii} = 0$)を用いると,

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (\text{A.4})$$

となる. これを具体的に書き下すと,

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \tau_{yy} &= 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \tau_{zz} &= 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

$$\begin{aligned}
\tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\
\tau_{xz} &= \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\
\tau_{yz} &= \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\
\beta_x &= u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial x} \\
&= u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \left\{ \frac{\gamma}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \right\} \\
\beta_y &= u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial y} \\
&= u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \left\{ \frac{\gamma}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) \right\} \\
\beta_z &= u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial z} \\
&= u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \left\{ \frac{\gamma}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \right\}
\end{aligned}$$

となる．ここで、 μ は粘性係数、 κ は熱伝導係数、 γ は比熱比である．温度勾配は理想気体の状態方程式を用いて変換した．これまでに示した変数は以下のように無次元化される．

$$\begin{aligned}
x &= \frac{\tilde{x}}{L}, y = \frac{\tilde{y}}{L}, z = \frac{\tilde{z}}{L}, \rho = \frac{\tilde{\rho}}{\rho_\infty}, u = \frac{\tilde{u}}{a_\infty}, T = \frac{\tilde{T}}{T_\infty}, p = \frac{\tilde{p}}{\rho_\infty a_\infty^2}, e = \frac{\tilde{e}}{\rho_\infty a_\infty^2} \\
\mu &= \frac{\tilde{\mu}}{\mu_\infty}, k = \frac{\tilde{k}}{k_\infty}, \text{Re} = \frac{\rho_\infty a_\infty L}{\mu_\infty} = \text{Re}_\infty, \text{Pr} = \frac{c_p \mu_\infty}{\kappa_\infty}
\end{aligned} \tag{A.6}$$

ここでチルダ(\sim)がついている変数は有次元量を、無限大(∞)がついている変数は一様流の値を示している． L は代表長さであり、 a_∞ は一様流音速である．さらに、 Re はレイノルズ数、 Pr はプラントル数である．

粘性係数は温度によって変化し、以下の Sutherland の式で求める．

$$\mu = \frac{\tilde{\mu}}{\mu_\infty} = \frac{\tilde{\mu}_{ref}}{\mu_\infty} \frac{\tilde{T}_{ref} + C}{\tilde{T} + C} \left(\frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_{ref}} \right)^{\frac{3}{2}} \tag{A.7}$$

式中の μ は無次元量である。また、プラントル数を一定とすると無次元化された粘性係数と熱伝導係数は等しい。

$$\mu = \kappa$$

圧力は以下の式を用いて求める。

$$p = (\gamma - 1) \left[e - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) \right] \quad (\text{A.8})$$

温度は、以下の無次元化された理想気体方程式を用いて求める。

$$p = \frac{1}{\gamma} \rho T \quad (\text{A.9})$$

単位体積あたりの全エネルギーは、

$$e = \rho \left(\bar{E} + \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \right) \quad (\text{A.10})$$

と書ける。 \bar{E} は単位質量あたりの内部エネルギーであり、等積比熱 C_v を用いて以下のように変換できる。

$$\bar{E} = C_v T = \frac{1}{\gamma - 1} R \cdot \frac{p}{\rho R} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \quad (\text{A.11})$$

これを用いて全エネルギーは、

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \rho \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \quad (\text{A.12})$$

となる。音速 a を用いて表すと、

$$e = \rho \left(\frac{a^2}{\gamma(\gamma - 1)} + \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \right) \quad (\text{A.13})$$

単位体積あたりの全エネルギー e に圧力 p を足すと、

$$\begin{aligned} e + p &= \frac{\gamma p}{\gamma - 1} + \rho \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} = \rho \left(\frac{a^2}{\gamma - 1} + \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \right) = \rho H \\ &= h \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

となり、 $(e + p)$ は単位体積あたりの全エンタルピー h である。 H は単位質量あたりの全エンタルピーである。

A.2 SST-2003 乱流モデル

本研究では、乱流モデルに次式の 2 方程式モデルで表される SST(Menter's Shear Stress Transport)-2003 を用いた。

$$\begin{aligned}
\frac{D\rho k}{Dt} &= \min\left(P, \frac{Re_\infty}{M_\infty} 10\beta^* \rho \omega k\right) - \frac{Re_\infty}{M_\infty} \beta^* \rho \omega k + \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\
\frac{D\rho \omega}{Dt} &= \frac{\gamma}{\nu_t} \min\left(P, \frac{Re_\infty}{M_\infty} 10\beta^* \rho \omega k\right) - \frac{Re_\infty}{M_\infty} \beta \rho \omega^2 \\
&\quad + \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\
&\quad + \frac{M_\infty}{Re_\infty} 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}
\end{aligned} \tag{A.15}$$

ただし、乱流運動エネルギー k とエネルギー散逸率 ω は次のように無次元化を施されている。

$$k = \frac{\tilde{k}}{a_\infty^2}, \omega = \frac{\mu_\infty \tilde{\omega}}{\rho_\infty a_\infty^2}, \mu_t = \frac{\tilde{\mu}_t}{\mu_\infty}, \nu_t = \frac{\rho_\infty}{\mu_\infty} \tilde{\nu}_t \tag{A.16}$$

式(3, 19)において、生成項 P は次式で表される [16].

$$P = \frac{M_\infty}{Re_\infty} \mu_t \left[S^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] - \frac{2}{3} \rho k \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \tag{A.17}$$

ここで S はひずみ速度を表す。方程式中に表れるほかのパラメータについては、

$$\begin{aligned}
F_1 &= \tanh(\arg_1^4) \\
\arg_1 &= \min \left[\frac{M_\infty}{Re_\infty} \max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right] \\
CD_{k\omega} &= \max \left(2 \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{L^2}{\rho_\infty a_\infty^2} 10^{-10} \right) \\
\gamma_1 &= 5/9, \gamma_2 = 0.44
\end{aligned} \tag{A.18}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{k1} &= 0.85, \sigma_{k2} = 1.0 \\
\sigma_{\omega 1} &= 0.5, \sigma_{\omega 2} = 0.856 \\
\beta_1 &= 0.075, \beta_2 = 0.0828 \\
\beta^* &= 0.09, \kappa = 0.41, a_1 = 0.31
\end{aligned} \tag{A.19}$$

と定義する。以上の値を用いて、乱流粘性係数 μ_t は次のようになる。

$$\begin{aligned}\mu_t &= \frac{\rho a_1 k}{\max\left(a_1 \omega, \frac{M_\infty}{Re_\infty} S F_2\right)}, \quad S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \\ F_2 &= \tanh(\arg_2^2) \\ \arg_2 &= \frac{M_\infty}{Re_\infty} \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{500 \nu}{d^2 \omega}\right)\end{aligned}\tag{A.20}$$

A.3 Menter γ - $Re_{\theta t}$ 乱流遷移モデル

本研究では、境界層遷移位置の予測に Langtry と Menter が開発した γ - $Re_{\theta t}$ モデルを用いた。

2 方程式モデルであり、第一の方程式である intermittency equation は以下で表される。

$$\frac{D\rho\gamma}{Dt} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right]\tag{A.21}$$

ここで、

$$\begin{aligned}P_\gamma &= F_{\text{length}} c_{a1} \rho S [\gamma F_{\text{onset}}]^{0.5} (1 - c_{e1} \gamma), E_\gamma = c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{\text{turb}} (c_{e2} \gamma - 1) \\ F_{\text{onset}} &= \max(F_{\text{onset}2} - F_{\text{onset}3}, 0) \\ F_{\text{onset}2} &= \min(\max(F_{\text{onset}1}, F_{\text{onset}1}^4), 2.0) \\ F_{\text{onset}3} &= \max\left(1 - \left(\frac{R_T}{2.5}\right)^3, 0\right) \\ F_{\text{onset}1} &= \frac{Re_\nu}{2.193 \times Re_{\theta c}}, F_{\text{turb}} = \exp\left(-\left(\frac{R_T}{4}\right)^4\right)\end{aligned}\tag{A.22}$$

であり、式中の係数は、

$$c_{e1} = 1.0, c_{a1} = 2.0, c_{e2} = 50, c_{a2} = 0.06, \sigma_f = 1.0\tag{A.23}$$

が用いられる。また、2009 年に式の一部が次のように修正された[29]。

$$F_{\text{length new}} = F_{\text{length original}} (1 - F_{\text{sublayer}}) + 40.0 F_{\text{sublayer}}\tag{A.24}$$

第二の方程式は transport equation for the transition momentum thickness Reynolds number と呼

ばれるものであり、以下の式で表される。

$$\frac{D\rho \overline{Re_{\theta t}}}{Dt} = P_{\theta t} + \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t)) \frac{\partial \overline{Re_{\theta t}}}{\partial x_j} \right]\tag{A.25}$$

ここで、

$$P_{\theta t} = c_{\theta t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta t} - \overline{Re_{\theta t}})(1 - F_{\theta t}), t = \frac{500\mu}{\rho U^2} \quad (\text{A.26})$$

であり，式中の係数は，

$$c_{\theta t} = 0.03, \sigma_{\theta t} = 2.0$$

となっている．(A. 24)，(A. 25)式に現れる $Re_{\theta t}$ ， $Re_{\theta c}$ ， F_{length} はモデルの振る舞いを決めたパラメータであり，本研究では，Langtry と Menter の提唱する以下の経験式を採用している．

$$Re_{\theta t} = \begin{cases} \left[1173.51 - 589.428Tu + \frac{0.2196}{Tu^2} \right] F(\lambda_{\theta}), Tu \leq 1.3 \\ 331.50[Tu - 0.5658]^{-0.671} F(\lambda_{\theta}), Tu > 1.3 \end{cases} \quad (\text{A.27})$$

$$F(\lambda_{\theta})$$

$$= \begin{cases} 1 + [12.986\lambda_{\theta} + 123.66\lambda_{\theta}^2 + 405.689\lambda_{\theta}^3] \exp\left(-\left(\frac{Tu}{1.5}\right)^{1.5}\right), \lambda_{\theta} \leq 0 \\ 1 + 0.275[1 - \exp(-35.0\lambda_{\theta})] \exp\left(-\frac{Tu}{0.5}\right), \lambda_{\theta} > 0 \end{cases}$$

ここで，

$$\lambda_{\theta} = \frac{\rho \theta_t^2}{\mu} \frac{dU}{ds}, Re_{\theta t} = \frac{\rho U \theta_t}{\mu} \quad (\text{A.28})$$

という関係が成立しているため，(A. 29)式は繰り返し代入法などにより解くことになる．

$$Re_{\theta c} = \begin{cases} \overline{Re_{\theta t}} - \begin{pmatrix} 396.035 \times 10^{-2} \\ -120.656 \times 10^{-4} \overline{Re_{\theta t}} \\ +868.230 \times 10^{-6} \overline{Re_{\theta t}}^2 \\ -696.506 \times 10^{-9} \overline{Re_{\theta t}}^3 \\ +174.105 \times 10^{-12} \overline{Re_{\theta t}}^4 \end{pmatrix}, \overline{Re_{\theta t}} \leq 1870.0 \\ \overline{Re_{\theta t}} - (593.11 + (\overline{Re_{\theta t}} - 1870.0) \times 0.482), \overline{Re_{\theta t}} > 1870.0 \end{cases} \quad (\text{A.29})$$

$$F_{\text{length}} = \begin{cases} \begin{bmatrix} 398.189 \times 10^{-1} \\ -119.270 \times 10^{-4} \overline{Re_{\theta t}} \\ -132.567 \times 10^{-6} \overline{Re_{\theta t}}^2 \end{bmatrix}, \overline{Re_{\theta t}} < 400.0 \\ \begin{bmatrix} 263.404 \\ -123.939 \times 10^{-2} \overline{Re_{\theta t}} \\ +194.548 \times 10^{-5} \overline{Re_{\theta t}}^2 \\ -101.695 \times 10^{-8} \overline{Re_{\theta t}}^3 \end{bmatrix}, 400.0 \leq \overline{Re_{\theta t}} < 596.0 \\ [0.5 - (\overline{Re_{\theta t}} - 596.0) \times 3.0 \times 10^{-4}], 596.0 \leq \overline{Re_{\theta t}} < 1200.0 \\ 0.3188, 1200 \leq \overline{Re_{\theta t}} \end{cases}$$

A. 4 Kriging 法

Kriging 法は図 A-1 に示すようにサンプル点から予想される大域的な平均値 μ と局所的な偏差 $\varepsilon(x^i)$ の和によって解を補完する．この手法は解と変数の空間相関を考慮した近似手法で，多峰性のある問題についても高い精度で解の変化を予測して近似モデルを作ることができる．Kriging 法はもともと鉱床の空間分布予測を行う手法であり，空間現象を連続空間確立場でモデル化し，観測されたデータから任意の位置での確率場の値を予測する．Kriging 法による近似解は次式のように表される．

$$y(x^i) = \mu + \varepsilon(x^i) \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (\text{A.30})$$

ここで N は設計変数の個数である．

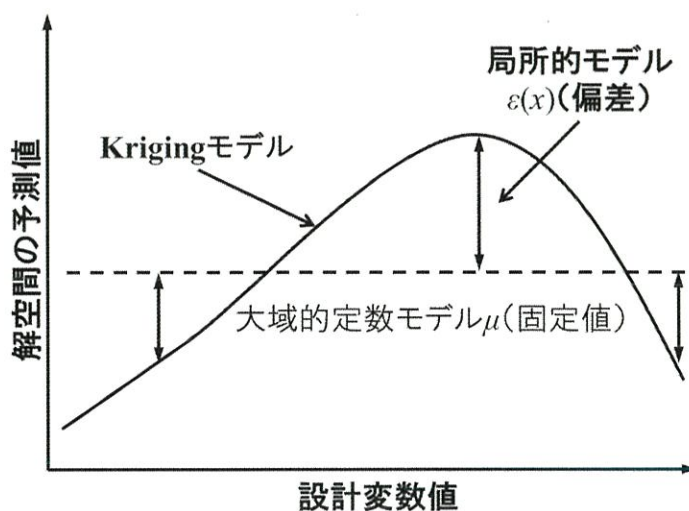


図 A-1 Kriging 法の模式図